THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jacques RONCIN

1re THESE : **Recherches sur le mecanisme de l'electro-erosion**

2e THESE : **Propositions donnees par la Faculte**

SOUTENUES LE 19 MARS 1962 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. BAUER	**President**
Melle CAUCHOIS	**Examinateurs**
MM. GRIVET	
MAGAT	

Serie A, N° 3834

N° d'ordre:

4685

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jacques RONCIN

1re THESE : **Recherches sur le mecanisme de l'electro-erosion**

2e THESE : **Propositions donnees par la Faculte**

SOUTENUES LE 19 MARS 1962 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. BAUER		**President**
Melle CAUCHOIS	}	**Examinateurs**
MM. GRIVET		
MAGAT		

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

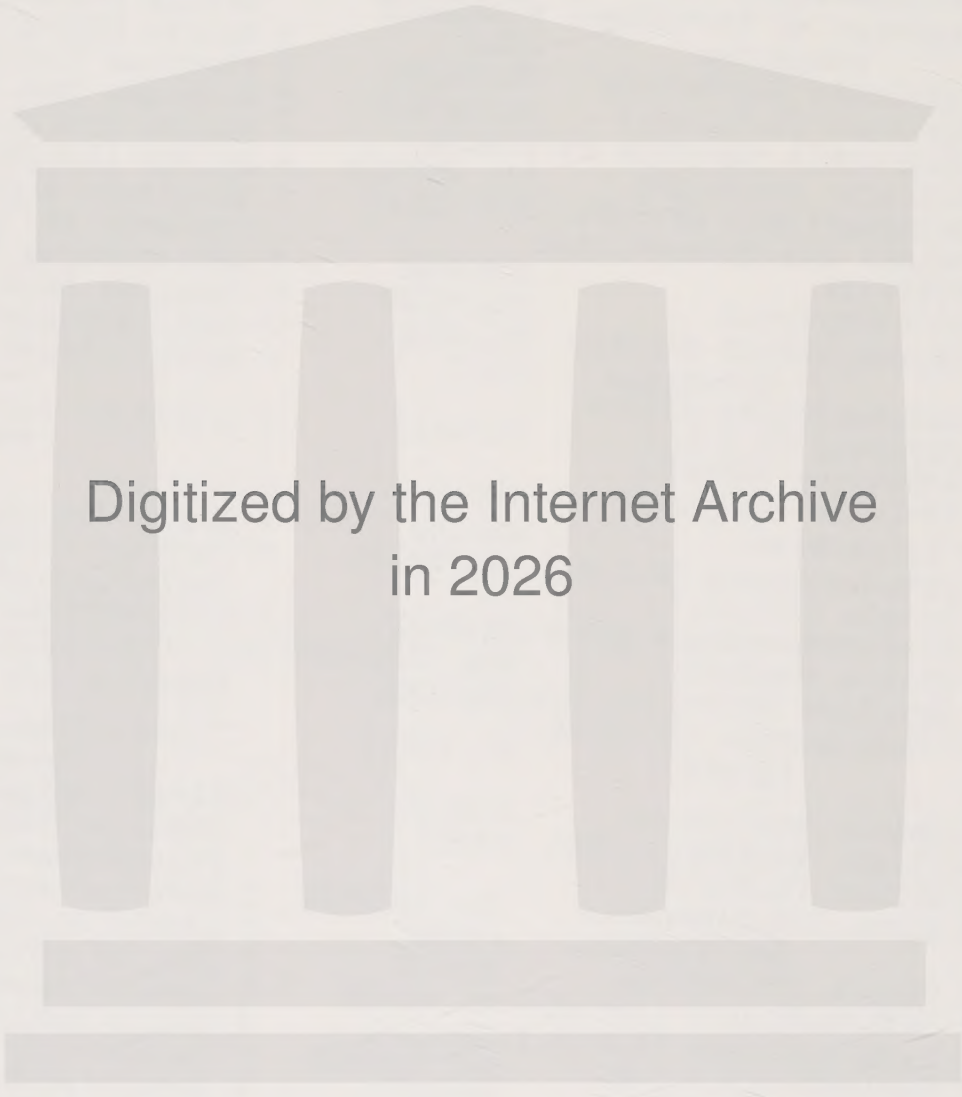
FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

- P R O F E S S E U R S -

Doyen ..... ZAMANSKY

JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
BROGLIE	T	Théoriez physique
NANT	T	Anatomie et Histologie comparées
ES	T	Mécanique des fluides et applications
RCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique
NTEFOL	T	Botanique
SSE	T	Evolution des êtres organisés
VOST	T	Chimie organique
LIGAND	T	Analyse appliquée à la Géométrie
UDRON	T	Chimie appliquée
RT	T	Minéralogie et Cristallogr.
SSIER	T	Zoologie
NGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay)
GER	T	Physique quantique et Relativité
NNIER	T	Physiologie des Fonctions
VETEAU	T	Paléontologie
CARD	T	Physique (E.N.S.)
RTAN	T	Mathématiques (E.N.S)
FFITTE	T	Chimie Générale
VARD	T	Géométrie supérieure
ULOMB	T	Physique du Globe
e COUSIN	T	Biologie
RETIEN	T	Chimie minérale
ACH	T	Zoologie
STER	T	Physique (E.N.S.)
HRUSSI	T	Génétique
VIERE	T	Géologie (Orsay)
UTHERET	T	Biologie (P.C.B.)
CAS R	T	Recherches Physiques
OMAS A.	T	Biologie cellulaire
NULF	T	Optique appliquée
RAND	T	Physique Enseignement
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Biologie Végét.(P.C.B.)
DE CUGNAC	T	Biologie Végét.(S.P.C.N)
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Biologie Générale (ORSAY)
GRIVET	T	Radioélectricité (ORSAY)
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie
QUELET	T	Chimie Organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie Macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et struct.
JACQUINOT	TT	Spectroscopie (ORSAY)
VASSY	T	Physique de l'Atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories Physiques
PRUVOST	T	Géologie
AMIEL	T	Chimie des Solides
HOCART	T	Minéralogie et Cristallogr.
J.P.MATHIEU	T	Recherches Physiques
COUTEAUX	T	Biol.Animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (ORSAY)
CHOQUET	T	Théoriez des Fonctions et Topologie
FELDMANN	T	Biologie Vég.(P.C.B.)
GUINIER	T	Physique des Solides (ORSAY)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des Probabilités
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.)
BRELOT	T	Calcul différentiel
NORMANT	T	Synthèse organique générale
BENARD	T	Chimie (E.N.S.C.P.)
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques

LEILLET	T	Physique (P.C.B.)	SOULAIRACT	T	Psychophysiologie
RTIER	T	Mécan.expérimentale des fluides	ULRICH	T	Physiologie Végét.(E.N.S.)
			MARECHAL	T	Optique théorique et Appl.
NJON	T	Astronomie			
TIT	T	Biologie maritime	KIRRMANN	T	Théories chimiques
ENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique	CHADEFAUD	T	Botanique
			Mlle LE BRETON	T	Physiologie Biologie physico-chim.
ALEM	T	Mathématiques Génér.	TONNELAT		
ELONG	T	Mathématiques Génér.	VILLE	T	Econométrie
EVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées	WILLEMART		Chimie (P.C.B.)
			DODE	T	Chimie (ORSAY)
HRESMANN	T	Topologie Algébrique	FREYMANN	T	Physique (S.P.C.N.)
RANCON	T	Physique (S.P.C.N.)	GUINOCHET	T	Biologie Vég. (Orsay)
LANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique	ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
			Mlle JOSIEN	T	Chimie (P.C.B.)
ODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)	CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ISOT	T	Calcul des Probabilités			
OCH	T	Géologie	ARNOULT	T	Electronique (ORSAY)
CHTZMAN	T	Astrophysique	CHAPELLE	T	Physique (ORSAY)
ERMIER	T	Paléontologie Stratigraphique	DELANGE	T	Mathématiques (ORSAY)
			DENY	T	Mathématiques Générales (ORSAY)
AMANSKY	T	Mathématiques génér.			
ENNUIER	T	Physique (P.C.B.)	GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides
IZET	T	Génétique (ORSAY)			
OUTHIER	T	Géologie appliquée	LUCAS G.	T	Géologie
ne TONNELAT	T	Relativité	ALLARD	T	Chimie Physique
IXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)	BERTHELOT	T	Physique Fondamentale des Hautes Energies (ORSAY
OUCHAY	T	Chimie (P.C.B.)			
IGRAIN	T	Electrotechnique génér.	BRICARD	T	Météorologie
RUSSET		Chimie minérale	Mme ALBE-FESSARD		Psychophysiologie
.LEVY	T	Physique théorique des (ORSA hautes énergies (ORSAY)	FRIEDEL		Physique des Solides (ORSAY)
			M. JULIA		Chimie Organ. Structurale
ne CHAIX	T	Chimie biologique	LENDER		Biologie Animale (SPCN)ORSAY
e HUREL-PY		Biologie Végétale (PCB)	MAGAT		Physico-chimie des rayonnements
IAUX	T	Chimie (S.P.C.N.)			
RUN	T	Mécan.EXpérimentale des fluides	Mlle QUINTIN	T	Electrochimie
			MONOD	T	Biochimie Cellulaire
EDERER	T	Chimie biologique	BENOIT	T	Physiol.Anim. (ORSAY)
ne DUBREIL	T	Mathématiques (Agreg.)	DE POSSEL	T	Analyse numérique
ne LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)	CHARLOT	T	Chimie analytique
ELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)	HAISSINSKY	T	Radiochimie
OTTE	T	Physique (M.P.C.)	LEMEE	T	Physiol.B.M.P.V.(ORSAY)
UBOIS J.E.	T	Chimie (M.P.C.)	GUERIN	T	Chimie (ORSAY)
AMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)	CHATELET M.		Chimie (P.C.B.)
ICHEL André	T	Chimie Minérale (ORSAY	JEAN		Physique (ORSAY)
LMER	T	Energétique générale	MATTLER	T	Physique (ORSAY)
OUAULT	T	Physique	MICHEL Louis		Physique Théor.(ORSAY)
AUTHIER	T	Mécanique appliquée	RUMPF		Chimie (P.C.B.)
ARCHEWITZ		Chimie Physique	BERGERARD		Biol. Anim.(SPCN)(ORSAY)
ROSSEL	T	Physique atomique	BERTEIN		Electronique (ORSAY)
USER		Biologie animale (P.C.B.	BOUSSIERES		Chimie des Radioéléments (ORSAY)
MUS		Biologie végétale(PCB)			
ASTAING	T	Physique (ORSAY)	Mme COUTURE		Thermodynamique et Mécanique Physique
RIEN	T	Minéralogie et Cristallogr.			


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538126_0034

MOYSE	T	Physiologie Végét. (ORSAY
PANNETIER	T	Chimie (ORSAY)
POSSOMPES	T	Biologie Animale (P.C.B.)
PULLMANN		Chimie théorique
TEILLAC	T	Physique Nucléaire et Radioactivité
ELLENBERGER		Géologie appliquée
FRANC		Biologie Animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (ORSAY)
STOLKOWSKI		Biologie Animale (P.C.B.)
ACHER		Chimie Biologie (ORSAY)
BAUDOIN		Biologie
BEAUMONT		Biologie animale
BLAMONT		Geophysique Ionosphère
BOURREAU		Biologie Végétale (S.P.C.N.) ORSAY
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA		Géologie
FREON		Chimie Organique (ORSAY)
HELLER		Physiologie végétale
TORTRAT		Calcul des Probabilités
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN	T	Physique (P.C.B.)
DAUDEL		Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire
Mle FOURCROY		Biologie Végétale (S.P.C.N.)
BARRAUD		Physiologie Cellulaire
NOIROT		Evolution des êtres organisés
Mme FOURES-BRUHAT	T	Mécan. Analytique et Mécanique céleste
Mle VEIL		Physiologie Générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale
LACOMBE	T	Métallurgie (ORSAY)
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (ORSAY)
CABANNES	T	Mécanique Générale
LESIEUR	T	Mathématiques N.P.C. (ORSAY)
MAZET	T	Mécanique Générale (ORSAY

SECRETAIRE GENERAL .....R. POULLAIN

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur E. BAUER pour l'intérêt bienveillant avec lequel il a toujours suivi ce travail.

Je prie Mademoiselle Y. CAUCHOIS, Professeur à LA SORBONNE, d'accepter l'expression de ma gratitude pour l'accueil que j'ai reçu dans son Laboratoire.

A Monsieur le Professeur M. MAGAT, qui m'a proposé ce sujet et a constamment dirigé mes recherches avec sa bienveillance coutumière, je tiens à exprimer ici ma profonde reconnaissance.

Je remercie vivement Monsieur M. BRUMA qui m'a initié à l'électro-érosion, de m'avoir fourni les moyens de mener à bien cette étude.

I N T R O D U C T I O N

Bien que l'utilisation à des fins industrielles de l'électro-érosion, c'est-à-dire de l'érosion des électrodes par les décharges électriques, soit relativement récente(+), le phénomène lui-même a été signalé et étudié depuis deux siècles environ.

C'est en effet en 1768 que PRIESTLEY(1) a le premier observé un phénomène d'érosion électrique en faisant éclater une étincelle dans l'air entre une plaque et une pointe métallique. Il constate la formation d'une tache centrale sombre entourée d'anneaux colorés. "La surface, dit-il, est comme arrachée ou corrodée par les explosions (électriques) les plus puissantes". Il note aussi, dans une publication ultérieure(2) que l'on observe des cavités minuscules et des globules de métal fondu. Mais ce qui l'intéresse surtout, ce sont les anneaux colorés entourant la tache centrale.

C'est aussi ce problème qui retient l'attention de nombreux chercheurs jusqu'à ce que GROVE(3) (1852) montre qu'ils sont dus à l'oxygène présent entre les électrodes. Il constate aussi que l'érosion de l'anode est plus importante que celle de la cathode et qu'elle est indépendante de la nature de celle-ci. RIESS(4) (1861)

(+) En effet, si on appliquait depuis longtemps déjà aux U.S.A. les décharges électriques dans un milieu liquide pour désagréger et extraire des mèches ou des tarauds cassés, on doit attendre LAZARENKO (1944) pour que l'électro-érosion soit appliquée à l'usinage des métaux. (M. BRUMA et M. MAGAT, 5ème Congrès International des Fabrications mécaniques - Contribution à la technologie de l'usinage par étincelle 1953).

et PETERIN [5] (1870) confirment l'interprétation de GROVE quant à l'origine des anneaux colorés qu'ils suppriment en travaillant dans un milieu liquide dont les molécules ne contiennent pas d'oxygène.

Reprenant ces diverses observations, REITLINGER et WACHTER [6] (1881) établissent que l'érosion de l'anode dépend fortement du matériau dont elle est constituée, de même que le diamètre du cratère érodé dépend de la distance entre les électrodes et que, habituellement circulaire, il prend une forme ellipsoïdale en présence d'un champ magnétique.

Les recherches vont bientôt prendre une direction toute différente. A la suite des travaux de Faraday sur les métaux colloïdaux, BREDIG [7] (1898) met au point une méthode de préparation de ces suspensions colloïdales en maintenant un arc entre deux électrodes de même nature plongées dans l'eau. SVEDBERG [8] (1905) constate qu'il est préférable de travailler dans des liquides autres que l'eau et que le rendement en colloïde est meilleur si, au lieu d'un arc en courant continu, on emploie des étincelles en courant alternatif. Il propose un circuit de décharge comprenant une self et une résistance, et note que l'on a intérêt à avoir une capacité importante et self et résistance très faibles de façon à obtenir des étincelles de faible durée et de répétition fréquente. Il s'intéresse à la vitesse d'érosion ou vitesse de "dispersion" pour en étudier le mécanisme.

C'est une application de ce mécanisme de dispersion que propose BENEDICKS [9] (1912). Pour lui, l'érosion est due à un processus purement thermo-mécanique. La chaleur produite par l'arc fond le matériau de l'électrode qui se condense ensuite dans le liquide environnant. Mais à la même époque, KUTSCHEROFF [10] (1912) pense que l'érosion est produite par une ionisation électro-chimique et une décharge des atomes ionisés du métal.

KOHLSCHUTTER [11] (1919) propose un schéma électrique très

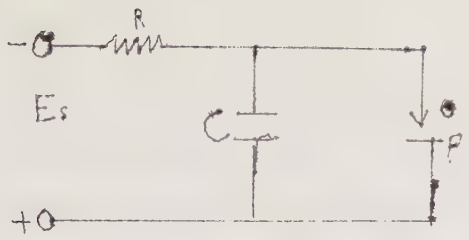


Fig.I Circuit de KOHLSCHUTTER

simple (Fig. I). Il observe que l'usure préférentielle de l'anode n'intervient que si la décharge se fait par étincelle sans qu'il y ait formation d'arc. Ses expériences sont faites dans l'eau avec des électrodes en cuivre. Il est amené à une théorie de l'érosion qui comporte trois stades :

1) un film très fin d'oxyde est formé sur l'anode par électrolyse
2) la couche d'oxyde est "atomisée" par l'étincelle et se répand dans l'eau
3) il s'ensuit une vaporisation électro-thermique et un abattage mécanique du métal des électrodes qui se poursuit jusqu'à la fin de l'étincelle.

L'étude de l'électro-érosion est ensuite à peu près complètement délaissée jusqu'à ce que l'emploi, de plus en plus intense par l'industrie, de matériaux très durs et difficilement usinables, comme les carbures, ramène l'intérêt des chercheurs sur ce problème.

Ce sont les époux LAZARENKO[12] (1944) qui, les premiers, vont préconiser l'utilisation de l'électro-érosion pour l'usinage des métaux. Ils sont arrivés à cette idée à la suite de leurs recherches sur des alliages pour des contacts électriques destinés à des coupures fréquentes. N'ayant pas trouvé de matériaux susceptibles de résister à ce traitement, ils ont envisagé une solution électrique du problème en mettant des capacités en parallèle avec les contacts, dans l'espoir d'étouffer les arcs se produisant à la rupture. Ils se sont alors aperçus que, dans ces conditions, c'est l'anode qui s'usait le plus, reproduisant en négatif la forme de la cathode. Enfin l'érosion était plus intense si les électrodes, cathode-outil et anode-pièce, étaient plongées dans un diélectrique

liquide. Ayant ainsi mis en évidence le fait qu'aucun matériau électro-conducteur n'est susceptible de résister à l'électro-érosion, ils vont préconiser l'usinage des métaux durs par ce procédé qui va se développer rapidement en U.R.S.S. d'abord, et ensuite dans le monde entier. Le schéma électrique qu'ils proposent est identique à celui de KOHLSCHUTTER (Fig. I). Il leur semble, à cette époque,[13] que le phénomène soit électrolytique et électro-dynamique. Ils pencheront plutôt ensuite[14] pour une action thermique de la décharge, suivie de divers phénomènes chimiques à la surface des cratères d'érosion.

RUDORFF[15] (1949) voit dans l'électro-érosion l'action de forces mécaniques oscillatoires produisant un phénomène analogue à la cavitation, tandis que pour MANDELSHTAM et RAISKII [16] (1949) on est en présence d'une action mécanique, qui peut être d'ailleurs une cavitation, provoquée par la présence entre les électrodes d'une torche à très haute température.

L'explication de l'électro-érosion donnée par WILLIAMS[17] (1952) est très différente. L'érosion serait due simplement à une rupture de la structure cristalline de l'électrode par les forces produites par l'action du champ électrique sur les ions positifs de l'électrode. Au voisinage de l'électrode, la densité des charges électriques dans la décharge est très élevée et le champ électrique est particulièrement intense. On n'aurait donc pas de phénomène thermique et WILLIAMS pense voir une confirmation de sa théorie dans le fait que les débris arrachés aux électrodes ont, dans ses expériences, des arêtes vives. En réalité, il usine des matériaux (céramiques, carbures, etc.) ayant une texture très particulière qui facilite leur désagrégation par l'onde de choc produite par l'étincelle par exemple. Presque tous les auteurs, depuis PRIESTLEY lui-même, ont signalé que les produits de l'érosion se retrouvent dans le milieu diélectrique sous forme de fines gouttelettes sphériques.

JONES[18](1950) prend le problème dans son ensemble et le met en équation depuis sa phase initiale, c'est-à-dire le premier électron émis par la cathode. Il fait éclater une étincelle dans l'air à la pression atmosphérique. Partant de l'hypothèse que la rupture du diélectrique est produite par le développement progressif d'une avalanche électronique, il calcule le rayon de la tache chaude formée à la cathode pour une distance entre les électrodes et une tension données. Ceci lui permet de calculer la densité de courant (10^6 amp/cm2 environ) dans la décharge. A partir de cette valeur, il calcule approximativement le temps mis par l'étincelle pour porter une petite zone des électrodes à la température d'ébullition (2,5 μ sec pour la cathode et 0,025 μ sec pour l'anode). Ensuite JONES evalue,par un bilan thermique des apports et des pertes d'énergie sur la tache chaude, le volume global des cratères anodiques et cathodiques et il conclut : "Lorsque les effets chimiques sont négligeables, l'érosion par étincelle, la production de vapeur métallique est essentiellement un phénomène thermique". Le métal est vaporisé directement par l'énergie transmise par le canal de l'étincelle.

Pour NEKRACHEVITCH et BAKUTO[19] aussi, le phénomène est d'origine thermique, mais l'apport d'énergie dans le métal qui sera fondu ne se fait pas par conduction thermique à partir du canal de décharge, mais par effet joule au sein du métal. Le rayon du canal de décharge, estime I.A. BAKUTO[20], serait sensiblement plus petit que celui du cratère d'érosion dont la surface serait balayée par l'énergie au cours de la décharge.[20]

Mais A.S. ZINGERMAN[21](1955) a montré que l'effet joule n'intervient pas, ou tout au moins pas comme phénomène important, en électro-érosion et que d'autre part[22] le diamètre du cratère d'érosion est sensiblement égal à celui du canal de décharge.

B.N. ZOLOTYKH[23] (1955) et A.S. ZINGERMAN[24](1956) sont

d'accord pour considérer que l'électro-érosion est provoquée par la fusion d'une partie des électrodes par l'énergie transmise directement par conduction thermique à partir du canal de la décharge. Ce dernier calcule avec une bonne approximation les dimensions du cratère d'érosion. Nous allons donc exposer plus en détail, pour nous en servir par la suite, ses hypothèses, ses calculs et les résultats auxquels il aboutit.

EQUATION DE ZINGERMAN.

L'énergie de l'étincelle est concentrée dans le canal de décharge; comme, en général, en électro-érosion la distance entre les électrodes est très petite (de quelques μ à quelques dizaines de μ) par rapport au diamètre du canal de décharge (de 100 à 1000μ en général), les pertes d'énergie par diffusion dans le diélectrique sont très faibles. On aura à la surface de l'électrode une source-plan S d'énergie. La chaleur va pénétrer par conduction dans le métal, initialement à la température T_o et l'on aura une nouvelle distribution de température à l'intérieur de l'électrode. La Fig. II montre la pénétration des différentes isothermes. Le métal compris entre la surface et une certaine isotherme θ_{ef} va se trouver fondu et se disperser dans le diélectrique donnant ainsi naissance au cratère d'érosion. Il est à remarquer que θ_{ef} n'est pas la température de fusion T_f du métal. En effet, il ne suffit pas d'amener le métal à sa température de fusion pour le fondre, il faut encore lui fournir une énergie correspondant à sa chaleur latente de fusion. Cette énergie lui sera

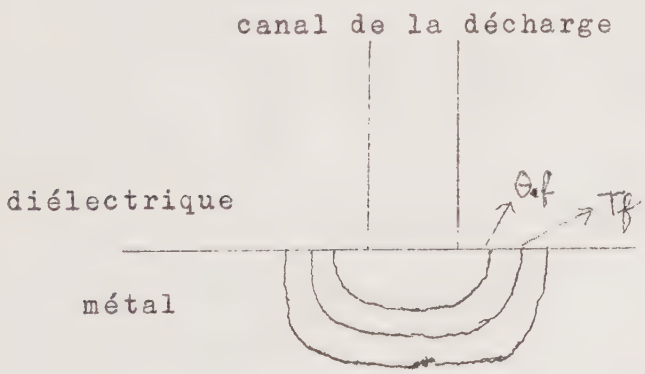


Fig. II

fournie entre les isothermes Θ_{ef} et T_f. En réalité, entre ces deux isothermes, la température est toujours égale à T_f mais, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de T_f pour se rapprocher de Θ_{ef}, une proportion de plus en plus importante du métal passe de l'état solide à l'état liquide. Θ_{ef} est la température fictive qu'atteindrait l'électrode sur l'isotherme Θ_{ef} si aucun changement d'état n'intervenait dans le métal. Cette température Θ_{ef} sera donc égale à :

$$\Theta_{ef} = T_f + \frac{H}{c} \qquad (1)$$

où Θ_{ef} = température équivalente de fusion
T_f = température de fusion
H = Chaleur latente de fusion
c = capacité thermique

Connaissant la surface S de la source superficielle d'énergie, la durée t_1 de la décharge et la loi de variation dans le temps de son énergie, ZINGERMAN se propose de calculer la pénétration de l'isotherme Θ_{ef}, c'est-à-dire la profondeur du cratère d'érosion.

La nouvelle répartition thermique dans les électrodes est donnée par :

$$\nabla T = \frac{1}{k} \quad \frac{dT}{dt} \qquad (2)$$

où T est la température, t le temps et $k = \frac{\lambda}{c\rho}$ = diffusivité thermique

λ = coefficient de conductibilité thermique du métal
c = coefficient de capacité thermique du métal
ρ = densité du métal

En résolvant l'équation différentielle (2) et en imposant

$$T(x)_{t=0} = 0 \qquad \text{et } T(t)_{x=0} = f(t) \qquad (3)$$

où x représente la distance du point de température T(x) à la source, pour une source d'énergie punctiforme, on aura :

$$T(x,t_1) = \frac{(c\rho)^{1/2}}{8(\pi\lambda)^{3/2}} \int_0^{t_1} \varphi(t)(t_1-t)^{-3/2} \exp\left[-\frac{x^2}{4k(t_1-t)}\right]dt \quad (4)$$

où t figure le temps, t_1 la durée de la décharge et $\varphi(t)$ la variation de l'énergie en fonction du temps.

Pour une source d'énergie, non plus punctiforme mais de surface S pour laquelle la densité superficielle d'énergie est $\vartheta(t)$, la température sera :

$$T_{(t_1)} = \frac{(c\rho)^{1/2}}{8(\pi\lambda)^{3/2}} \int_S dS \int_0^{t_1} \vartheta(t)(t_1-t)^{-3/2} \exp\left[-\frac{r^2}{4k(t_1-t)}\right]dt \quad (5)$$

x représentant ici la distance du point de température $T_{(t_1)}$ à chaque source superficielle de surface dS. Si l'on suppose que sur la surface de la source thermique la densité d'énergie dépend uniquement du rayon r, la température de $T_{(t_1)}$ sera :

$$T_{(t_1)} = \frac{(c\rho)^{1/2}}{4\pi^{1/2}\lambda^{3/2}} \int_0^b r\,dr \int_0^{t_1} \vartheta(t)(t_1-t)^{-3/2} \exp\left[-\frac{p^2+r^2}{4k(t_1-t)}\right] dt \quad (6)$$

où b = rayon de la source superficielle et
p = profondeur maximum de pénétration de l'isotherme $T(t_1)$

En posant $T_{(t_1)} = \Theta_{ef}$ pour t_1 = durée de l'étincelle, on aura p = profondeur du cratère d'érosion.

Pour vérifier la validité de cette relation, ZINGERMAN a effectué une série d'expériences. Pour différentes valeurs de t_1 et divers métaux, il fait varier l'énergie de la décharge. Les

courbes expérimentales sont en bon accord avec les courbes calculées. L'auteur donne aussi, pour l'acier et l'aluminium, les courbes théoriques $p = f(t)$ pour des décharges de durée donnée et d'énergie connue. Bien que d'un calcul très compliqué, ces courbes ont une forme très simple (Figure n° BV).

Dans des publications ultérieures, A.S. ZINGERMAN poursuit l'étude de l'électro-érosion en indiquant l'influence de la durée de la décharge sur le volume du cratère d'érosion[25] et en cherchant à déterminer la forme exacte de celui-ci[26]. D'autre part, en collaboration avec D.A. KAPLAN, il montre l'action de la variation de la distance entre les électrodes sur les dimensions des cratères anodiques[27][28] et cathodiques[29]. Dans le même temps, B.N. ZOLOTYKH essaie aussi de déterminer avec précision le volume et la profondeur des cratères d'érosion[30].

A la suite des travaux de B.N. ZOLOTYKH et A.S. ZINGERMAN, on peut considérer que l'origine de l'électro-érosion est maintenant connue:

"L'électro-érosion se présente comme une action thermique. La destruction des électrodes est produite par la chaleur transmise par la décharge ..... La chaleur attaque les électrodes et se disperse à l'intérieur par conduction thermique. Cette chaleur échauffe une zone jusqu'à la chaleur de fusion et au-delà"[26].

Il reste maintenant à en étudier les différents aspects et à déterminer le rôle des différents paramètres qui interviennent dans son déroulement.

C H A P I T R E I

RELATION p = F(a) ENTRE LA PROFONDEUR ET LE DIAMETRE DU CRATERE.-

La relation, entre la profondeur p et le diamètre a du cratère d'érosion, à laquelle aboutit ZINGERMAN[24], nécessite une série de calculs fastidieux pour obtenir la courbe p = F(a). Elle lui permet de vérifier ses hypothèses de départ mais ne paraît que difficilement utilisable pour une étude plus poussée du phénomène telle que, par exemple, l'étude du rôle des différentes paramètres intervenant dans cette équation. Nous allons montrer qu'il est possible de trouver une approximation de forme linéaire de cette équation.

Partant des mêmes hypothèses que ZINGERMAN[24], nous supposerons que la section du canal de décharge est constante et que l'énergie de cette dernière est uniformément répartie sur toute l'interface, canal de décharge-métal de l'électrode, et qu'elle doit entièrement pénétrer dans l'électrode par conduction.

ECHAUFFEMENT SUPERFICIEL DE L'ELECTRODE PAR L'ENERGIE LIBEREE PAR LA DECHARGE.-

Soit un corps dont la température initiale est uniformément égale à To. Si une surface S de ce corps est portée à la température Ts, il pénétrera à l'intérieur de ce corps, entre les temps to et tl, une énergie Φ donnée par la relation :

$$\frac{\Phi}{S} = \frac{2\lambda(Ts-To)}{\sqrt{\pi k}} \left(\sqrt{t_1} - \sqrt{t_o}\right)$$

Heat Conduction. Ingersoll-Zobel-Ingersoll. The University of Wisconsin Press. 1954, page 91

Comme, en général, To $\simeq$ 20ºc, on a Ts - To $\simeq$ Ts^c où Ts^c est la température en degrés centigrades à laquelle est brusquement portée la surface S. De même nous écrirons $\sqrt{t_1} - \sqrt{t_o} = \sqrt{t_1}$ où t_1 est égal à la durée du phénomène.

Nous avons alors :

$$\frac{Q}{S} = \frac{2 \lambda Ts^c \sqrt{t_1}}{\sqrt{\pi k}} \qquad (1)$$

La puissance dissipée par unité de surface par S est alors égale à : $\frac{d}{dt} \left(\frac{Q}{S}\right) = P$

$$P = \frac{2 \lambda Ts^c}{\sqrt{\pi k t}} \qquad (2)$$

Mais réciproquement si, dans le temps t_1, une énergie Q pénètre à travers une surface S dans un corps initialement à 0ºc, suivant la loi de puissance (2), la température de cette surface sera constante entre les temps 0 et t_1 et égale à Ts^c. Si maintenant nous supposons que la loi d'application d'une énergie Q_1 sur la surface S pendant le temps t_1 est P = Po f(t) différente de (2), la température de S ne sera plus constante entre les temps 0 et t_1. Mais nous pourrons définir une température Ts^c qui représentera alors la température moyenne de S entre les temps 0 et t_1. Cette température moyenne Ts^c portée dans l'équation (1) nous donnera la valeur de l'énergie Q, qui, appliquée suivant la loi définie par l'équation (2) produirait une température de surface constante Ts^c.

A chaque instant t, P = Po f(t) suppose une température de surface constante entre les temps 0 et t_1 et égale à :

$$T(t) = \frac{\sqrt{\pi k}}{2 \lambda \sqrt{t}} \; Po \int_0^t f(t) \, d t \qquad (3)$$

La température moyenne Ts^c sera la moyenne entre 0 et t_1 des T(t) successifs.

$$Ts^c = \frac{\sqrt{\pi k}}{2\lambda} Po \frac{\int_0^{t_1} t^{-1/2} \int_0^t f(t)\ dt.dt}{t}$$

d'où

$$Po = \frac{2\lambda Ts^c}{\sqrt{\pi k}} \frac{t_1}{\int_0^{t_1} t^{-1/2} \int_0^t f(t)\ dt.dt}$$

mais comme :

$$\frac{\varphi_1}{S} = \int_0^{t_1} Po\ f\ (t)\ dt$$

où φ_1 est l'énergie appliquée sur la surface S au cours du temps t_1, on a :

$$\frac{\varphi_1}{S} = \frac{2\lambda Ts^c}{\sqrt{\pi k}} \frac{t_1 \int_0^{t_1} f\ (t)\ dt}{\int_0^{t_1} t^{-1/2} \int_0^{t_1} f(t)\ dt\ .\ dt} \qquad (4)$$

mais : $$\frac{\varphi}{S} = \frac{2\lambda Ts^c \sqrt{t_1}}{\sqrt{\pi k}}$$

d'où : $$\frac{\varphi_1}{\varphi} = \frac{t_1^{1/2} \int_0^{t_1} f(\ )\ d}{\int_0^{t_1} t^{-1/2} \int_0^t f(t)\ dt\ .\ dt} = \frac{1}{K} \qquad (5)$$

Donc, quelle que soit la forme de la loi P = Po f(t), suivant laquelle on applique l'énergie φ_1 sur la surface S, l'équation (1) nous donnera une température moyenne de surface à condition de remplacer dans cette équation φ par $K\varphi_1$, φ_1 étant l'énergie réellement appliquée sur la surface S. On appellera K le facteur d'efficacité de l'énergie.

Nous allons donner, à titre d'exemple, la valeur de K pour

quelques cas simples.

Supposons que $f(t) = t^{-\frac{n}{2}}$ où n est un entier quelconque, on aura alors $K = \frac{2}{3-n}$

Le graphique I donne les différentes valeurs de K en fonction de n.

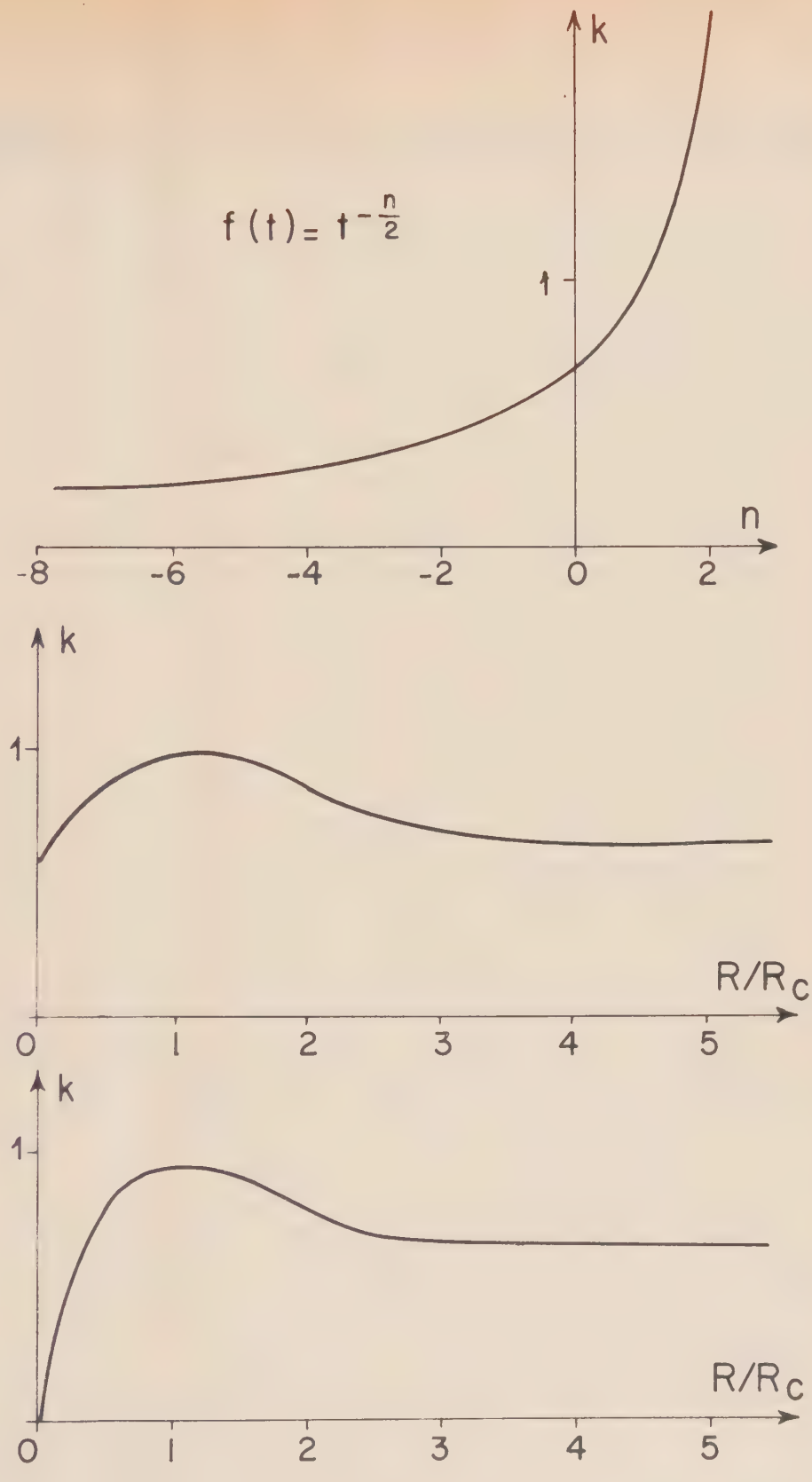
K n'est pas défini pour $n \geqslant 2$ car dans ce cas il n'est pas possible d'appliquer dans un temps fini t une énergie finie $\mathcal{Q}_1$, l'intégrale $\int_0^t t^{-\frac{n}{2}}$ étant infinie.

Si $f(t) = \sin^2 \omega t$ avec $\omega t_1 = \pi$ comme dans les expériences de ZINGERMAN, K = 0,616

Mais dans la pratique l'étincelle est presque toujours produite par la décharge d'un condensateur C dans un circuit comprenant une résistance R et une self L. Soit $Rc = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$, la résistance critique du circuit de décharge, si l'on suppose que R représente la résistance moyenne de l'étincelle et que le circuit de décharge ne comporte pas d'autre résistance, le graphique II donne la valeur de K en fonction de $\frac{R}{Rc}$

Dans le cas où $\frac{R}{Rc} < 1$, la déchargé est oscillante et l'analyse de la décharge complète du condensateur se complique du fait de l'inversion de la polarité des électrodes, et l'on doit en fait envisager plusieurs étincelles successives avec des surfaces S d'application de l'énergie différentes pour chaque étincelle, et dont la mesure n'est pas possible.

Nous étudierons donc le cas particulier simple où l'on arrête la décharge dès que le courant s'annule. Seule une partie de l'énergie $\frac{1}{2} CV^2$ emmagasinée dans le condensateur C va se trouver libérée dans l'étincelle. Le graphique III donne la valeur dans ce cas du facteur d'efficacité K qui permet d'employer l'équation (1) $\mathcal{Q}_1$ étant icil'énergie $\frac{1}{2} CV^2$ emmagasinée dans C.



Gr. BI ã BIII

PENETRATION DE L'ENERGIE A L'INTERIEUR DE L'ELECTRODE.-

Nous pouvons supposer maintenant que l'effet de la décharge est de maintenir pendant un temps t_1 une surface S de l'électrode à une température Ts^c constante que l'on peut calculer. En admettant que, comme l'a montré ZINGERMAN, l'électroérosion soit un phénomène de fusion, nous allons calculer la profondeur maximum p du cratère d'érosion qui résulte de l'hypothèse précédente. Nous savons que le cratère est formé par la fusion du métal situé entre la surface S et l'isotherme θ_{ef} définie précédemment (+). La profondeur p du cratère sera donc égale à la pénétration maximum de l'isotherme θ_{ef} dans l'électrode.

Si nous supposons que nous appliquons sur une surface infinie une densité d'énergie $\frac{Q}{S}$, nous aurons des isothermes parallèles à la surface, soit p la distance de l'isotherme θ_{ef} à la surface. Cette valeur p représentera la valeur maximum que peut atteindre la pénétration de l'isotherme θ_{ef} dans le cas d'une énergie Q appliquée sur une surface finie S pendant un temps t_1. Le problème se réduit donc au calcul de la pénétration, au bout d'un temps t_1, d'une isotherme θ_{ef} à l'intérieur d'un corps initialement à la température To, et dont la surface est maintenue pendant tout ce temps t_1 à une température constante Ts. Nous aurons :

(6) (++) $$\frac{\theta_{ef} - Ts}{To - Ts} = \overline{\Phi}(p\eta) \quad \text{avec } \overline{\Phi}(x) = \text{fonction d'erreur de x et}$$

$$\eta = \frac{1}{2\sqrt{k\, t_1}}$$

(+) Voir page 7

(++) Heat Conduction, Ingersoll-Zobel-Ingersoll, The University of Wisconsin Press., 1954, page 89

En posant $\vartheta_{ef} - To = \vartheta_{ef}^{c}$ et $Ts^{c} = Ts - To$, on a :

$$1 - \frac{\vartheta_{ef}^{c}}{Ts^{c}} = \overline{\Phi}\left(\frac{P}{2\sqrt{k\ t_1}}\right) \qquad (6')$$

où $\vartheta_{ef}^{c} \simeq$ température équivalente de fusion en degrés centigrades et $Ts^{c} \simeq$ température de la surface en degrés centigrades.

Si nous appelons S la surface limite qu-delà de laquelle l'énergie $\mathcal{Q}$ ne produit aucune fusion, nous aurons :

$$\frac{\mathcal{Q}}{S_M} = \frac{2\lambda\vartheta_{ef}^{c}\sqrt{t_1}}{\sqrt{\pi k}} \qquad (7)$$

mais $S = \frac{\pi a^2}{4}$ et $S_M = \frac{\pi a^2_M}{4}$;

En comparant (1) et (7), on aura donc :

$$\frac{\vartheta_{ef}^{c}}{Ts^{c}} = \frac{S}{S_M} = \frac{a^2}{a^2_M} = a^{-2}$$

d'où, d'après (6') :

$$1 - a^2 = \overline{\Phi}\left(\frac{P}{2\ k\ t_1}\right) \qquad (8)$$

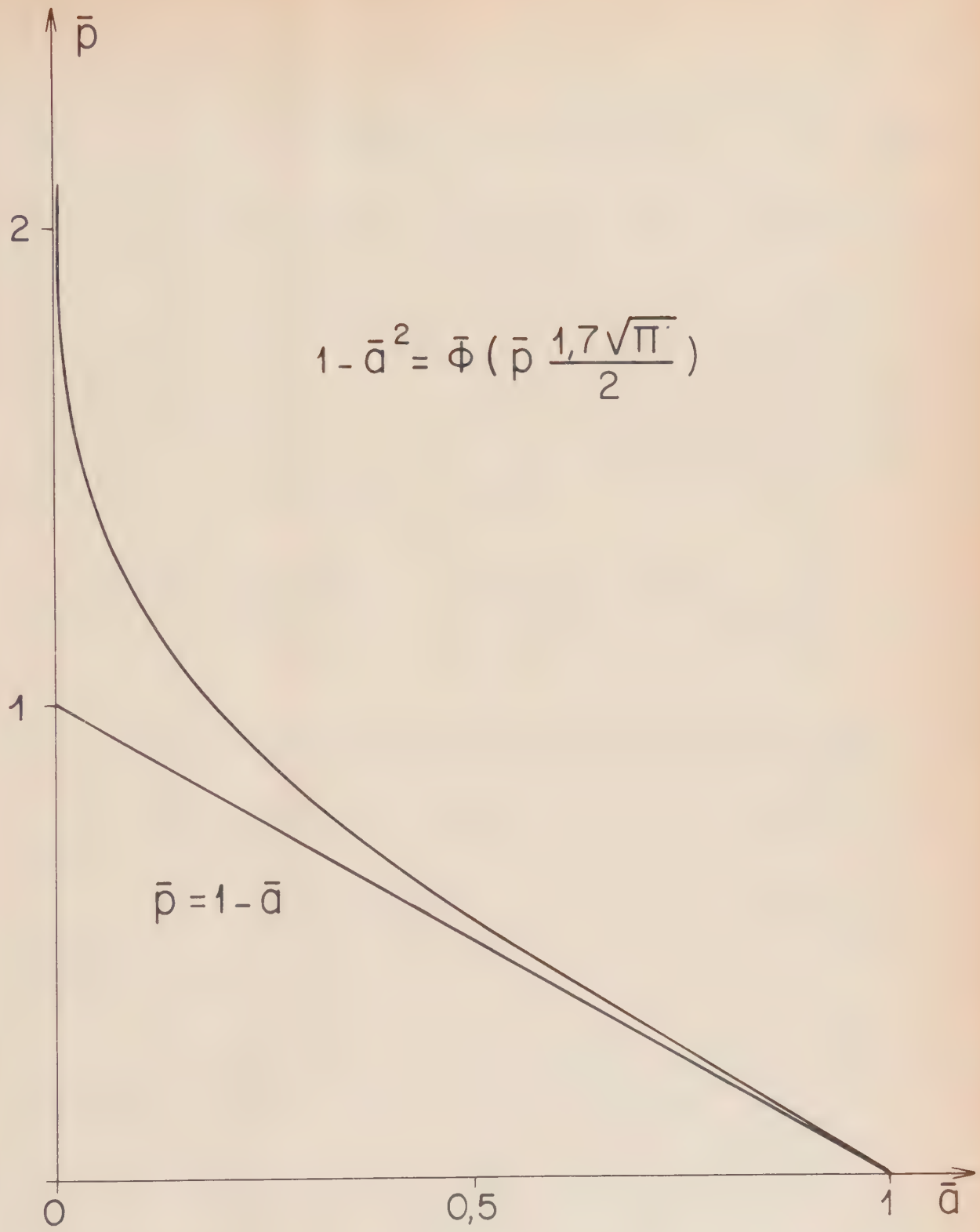
Sur le graphiqueBIV on a tracé la droite

$$\overline{P} = \frac{P}{1{,}7\sqrt{\pi\ k\ t_1}} = 1 - \bar{a} \qquad (9)$$

et la courbe

$$1 - \bar{a}^2 = \overline{\Phi}\left(\frac{P}{2\sqrt{k\ t_1}}\right) = \overline{\Phi}\left(\frac{1{,}7\sqrt{\pi}\ \overline{P}}{2}\right) \qquad (8)a$$

On voit immédiatement que la droite (9) est toujours située au-dessous de la courbe (8a) et d'autant plus proche de celle-ci que $\bar{a}$ est grand.


p̄
2
1
$1-\bar{a}^2=\bar{\Phi}\left(\bar{p}\,\frac{1{,}7\sqrt{\pi}}{2}\right)$
$\bar{p}=1-\bar{a}$
0
0,5
1
ā

Gr. B IV

C'est cette droite $\bar{p} = 1 - \bar{a}$

ou $$p = 1{,}7 \sqrt{\pi k t_1} \left(1 - \sqrt{\frac{\varrho^c_{ef}}{Ts^c}}\right) \qquad (9)a$$

que nous allons prendre comme relation entre la profondeur p du cratère d'érosion et son diamètre.

Nous allons maintenant évaluer graphiquement l'erreur ainsi introduite. Le graphique BV représente la droite $\bar{p} = (1-\bar{a})$ et les courbes calculées à partir de l'équation de ZINGERMAN(26) pour différentes valeurs de ϱ et de t. On voit que pour $0{,}90 > \bar{a} > 0{,}25$, la droite (9)a donnera la valeur de p en fonction de a avec une erreur inférieure à 5% si :

$$B = \frac{8\pi \sqrt{\lambda^3}\ \varrho^c_{ef}\ \sqrt{t_1}}{Po\ \sqrt{c\varrho}} = \frac{8\pi\lambda \sqrt{k}\ \varrho^c_{ef}\ t_1 \sqrt{t_1}}{\varrho} < 5.10^{-2} \qquad (10)$$

VOLUME DU CRATERE D'EROSION-RENDEMENT THEORIQUE.-

Nous disposons donc maintenant d'une relation linéaire entre p et a.

Il a déjà été démontré que, si l'on connait le diamètre a et la profondeur p du cratère d'érosion, son volume V peut se mettre sous la forme :

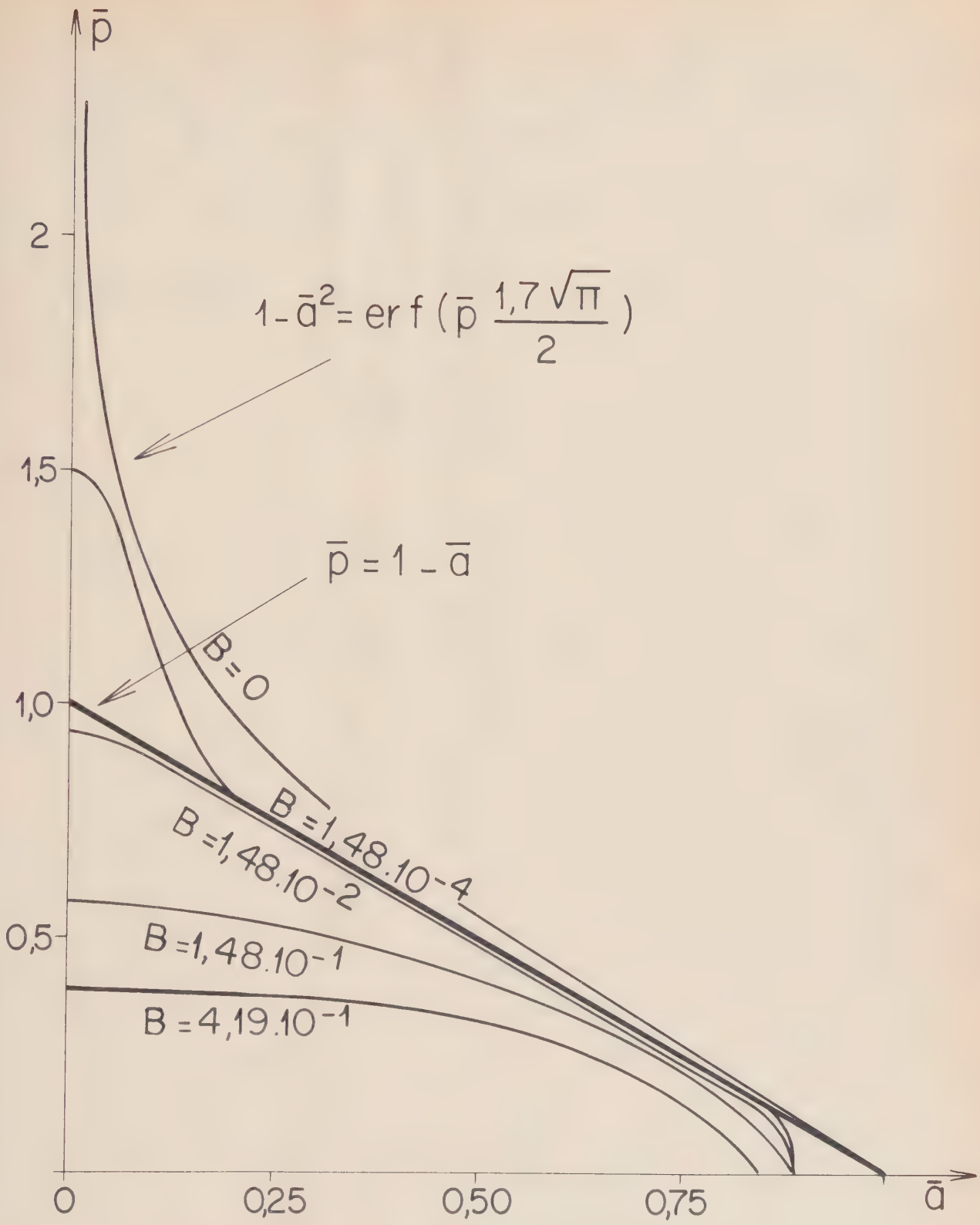
$$V = \frac{\pi}{8} A\ pa^2 \qquad (11)$$

où A est un coefficient numérique compris entre 0,7 et 1,4 environ et dépendant de la valeur du rapport $\frac{p}{a}$

En combinant (9)a et (11) on obtient :

$$V = A\ \frac{\pi}{8}\ 1{,}7\ \sqrt{\pi k t_1}\ (1 - \bar{a})\ a^2 \qquad (11)a$$

(+) [illegible]



Gr. B V —— Courbes tirées de l'équation de Zingerman.

Le graphique VI représente la variation de V en fonction de $\bar{a}$. V passera par un maximum pour $\frac{dV}{d\bar{a}} = 0$, c'est-à-dire pour $\bar{a} = \frac{2}{3}$ et sa valeur sera alors :

$$V_M = A \frac{\pi}{8} \frac{1,7}{3} \sqrt{\pi k t_1}\, a^2 \qquad (11)b$$

mais $a = \frac{2\, a_M}{3}$ ou $a^2 = \frac{16\, S_M}{9\pi}$, on tire donc de (7)

$$a^2 = \frac{8\varphi \sqrt{\pi k}}{9\pi \lambda \theta^c_{ef} \sqrt{t_1}}$$

En partant de cette valeur de a^2 dans (11)b et en remplaçant φ par $K\varphi_1$ on a :

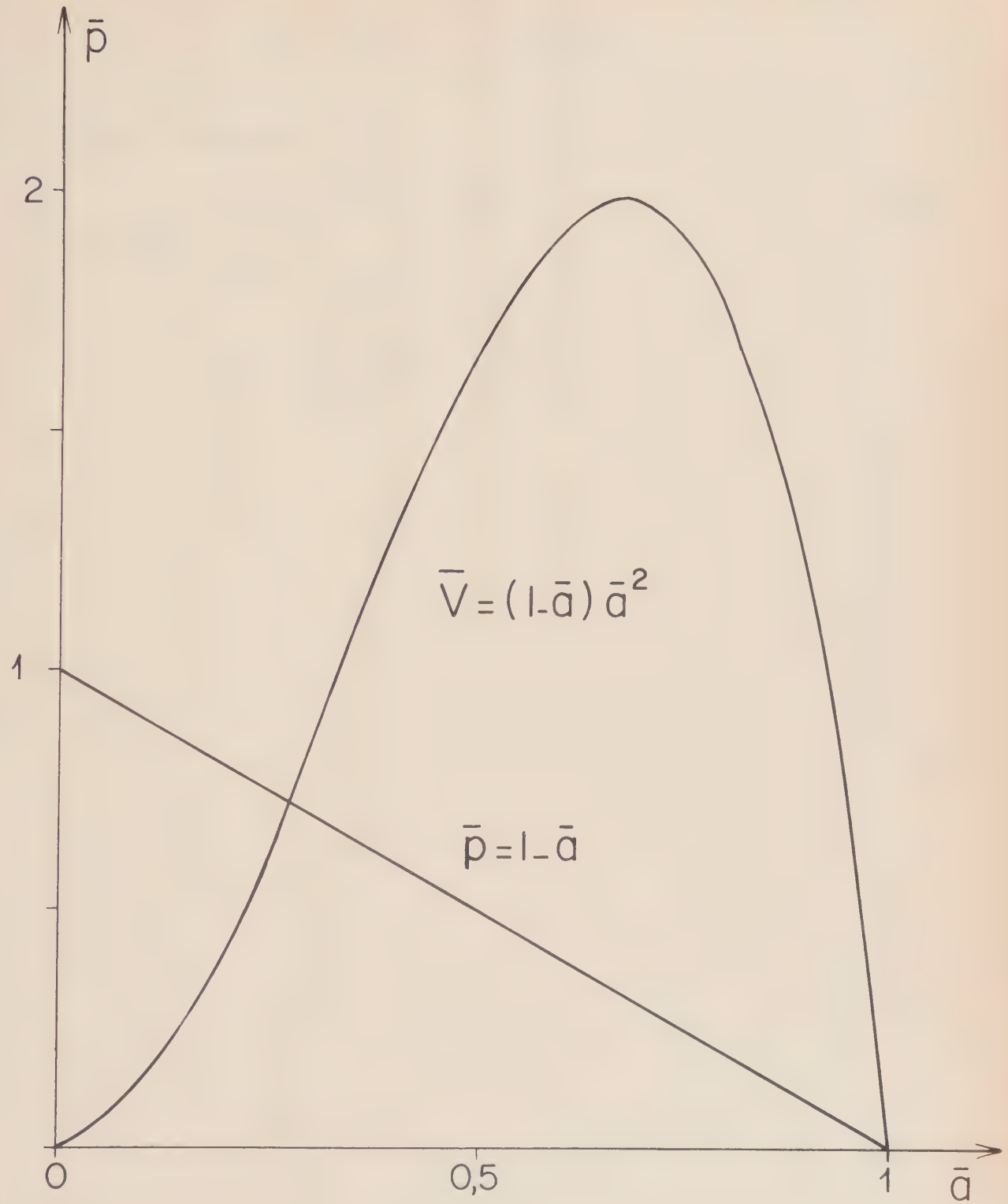
$$V_M = AK \frac{1,7}{27} \frac{\pi k}{\lambda \theta^c_{ef}} \varphi_1 \qquad (12)$$

On voit donc que pour une décharge d'énergie φ_1, quelle que soit la durée t_1 de cette décharge, et sous réserve que (10) soit vérifiée, il existe une valeur maximum du volume du cratère que la décharge pourra produire. Elle sera obtenue pour une valeur particulière du diamètre a du canal de la décharge et sera proportionnelle à l'énergie φ_1 de l'étincelle. Elle dépendra uniquement des caractéristiques de la décharge et des valeurs des constantes thermiques du métal.

Enfin, comme $k = \frac{\lambda}{c\rho}$ (12) peut s'écrire :

$$V_M = AK \frac{1,7\,\pi}{27} \frac{\varphi_1}{c\rho\, \theta^c_{ef}} \qquad (12)a,$$

mais comme $\frac{\varphi_1}{\theta^c\, c\rho} = V$ = volume du métal de l'électrode que l'énergie φ_1 est capable de fondre, on peut calculer le rendement théorique maximum de l'électroérosion :



Gr. B VI

$$\varphi = \frac{V_M}{V} = \frac{1,7\,\pi\,A\,K}{27}$$

Comme A maximum $\simeq$ 1,4 $\qquad\qquad$ $\varphi \simeq 0,275\ K$

Nous avons vu que dans la réalité (graphique) B III k maximum $\simeq$ 1

$$\varphi_{max} = 27,5\ \%$$

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

C H A P I T R E II

APPAREILLAGE ET RESULTATS DES ESSAIS.-

Nous allons étudier maintenant l'influence sur les dimensions du cratère d'érosion de quelques paramètres de la décharge (nature des électrodes, composition du diélectrique, énergie). Nous emploierons pour cela la méthode déjà utilisée par E.M. WILLIAM, A.S. ZINGERMAN, B.N. ZOLOTYKH, etc..., c'est-à-dire l'étude des dimensions des cratères anodiques et cathodiques produits par une décharge isolée de caractéristiques connues. Les diamètres seront mesurés au microscope ordinaire et les profondeurs au microscope à coupe optique Zeiss. Le cratère n'ayant pas toujours une forme très régulière, a sera la valeur moyenne de son diamètre et p sa profondeur maximum.

DISPOSITIF PORTE ELECTRODE ET BAC.

Les électrodes utilisées sont de forme cylindrique et maintenues par le dispositif porte électrode représenté par la figure No I. L'ensemble est plongé dans un bac contenant le diélectrique de telle façon que les deux électrodes y soient complètement immergées.

GENERATEUR D'IMPULSIONS.

La figure No II représente le schéma du générateur d'impulsions utilisé. Il s'agit simplement d'un condensateur C qui se décharge dans un circuit de résistance R et de self L. La décharge est déclenchée à l'aide d'un ignitron qui sert aus-

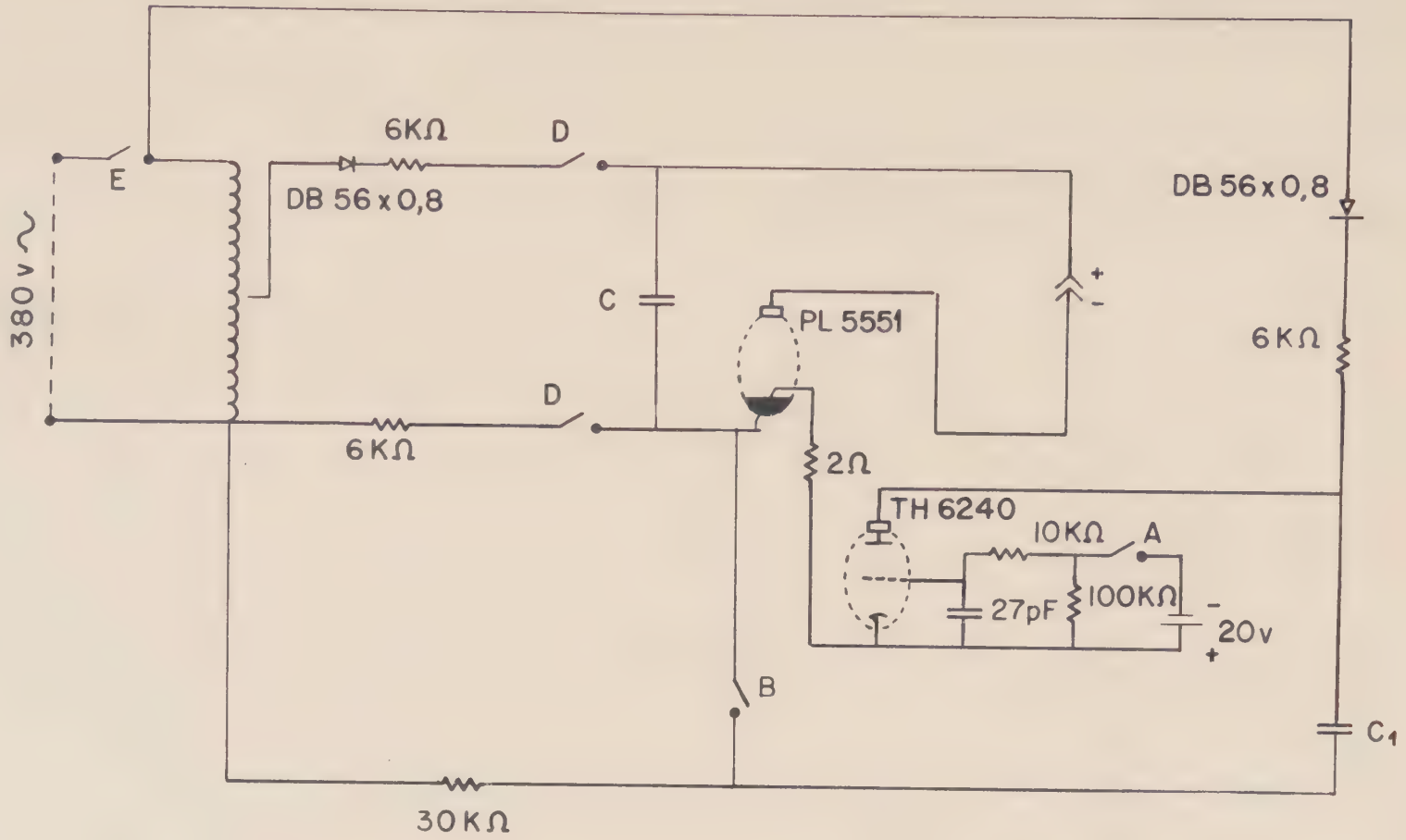


Fig. CI — Schéma du générateur d'impulsions

LEGENDE DE LA FIGURE C II

(1) Cylindre d'acier
(2) Micromètre
(3) Ressorts de rappel
(4) Fenêtre dans le cylindre d'acier
(5) Isolant
(6) Connection d'électrode et tube de cuivre
(7) Tresse souple en cuivre
(8) Electrodes
(9) Cathode
(10) Anode
(11) Fixation des électrodes
(12) Bac en plexiglas
(13) Diélectrique

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

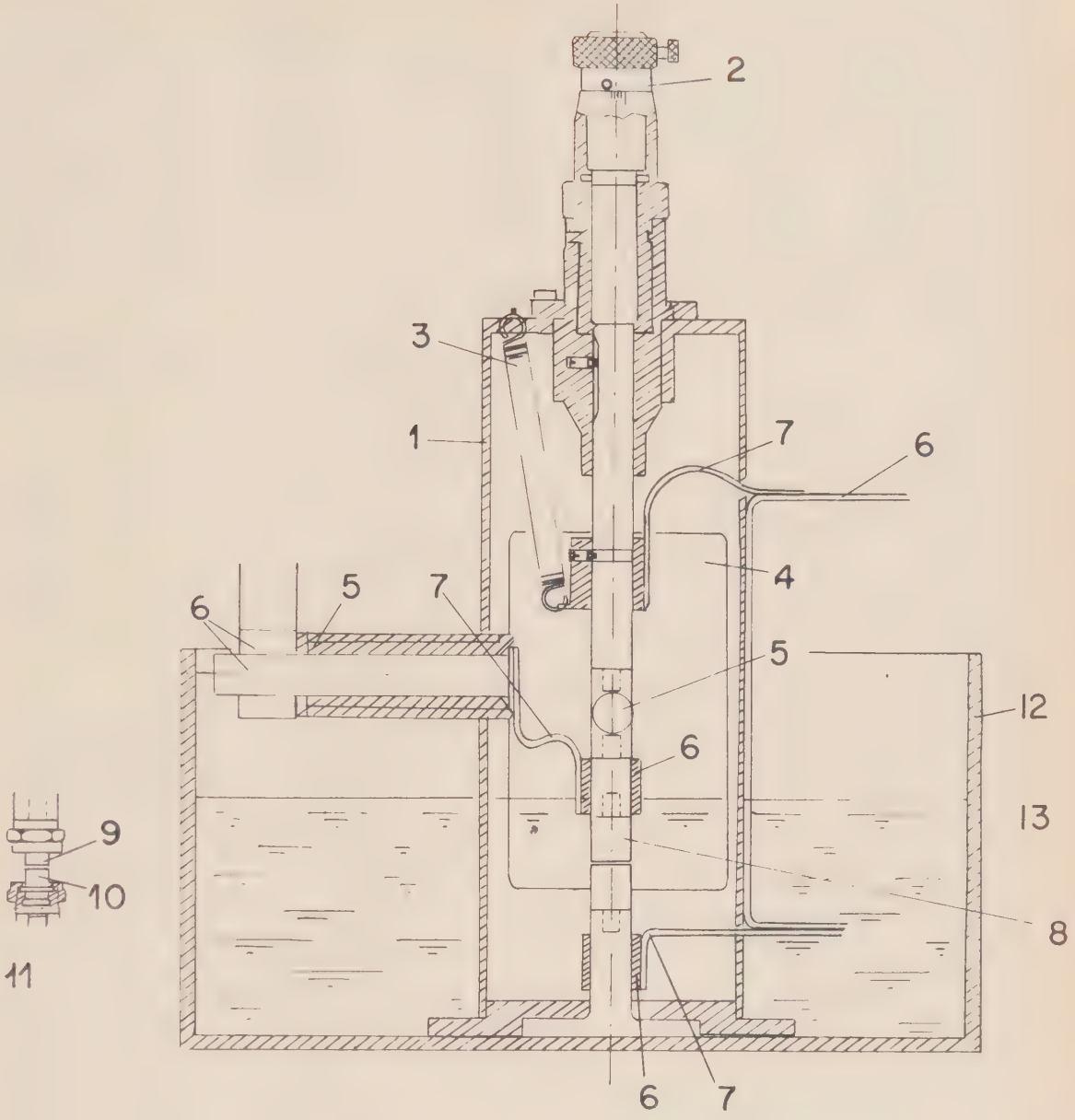


Fig. C II

si à l'interrompre dès que le courant I s'annule et empêche ainsi toute inversion de la polarité des électrodes. Lorsque l'on ferme les interrupteurs D et A, les condensateurs C et C1 se chargent. Si l'on ouvre D et A, et l'on ferme B, le condensateur C1 se décharge à travers le Thyratron T.H. 6240 et amorce l'ignitron. L'étincelle éclate alors entre les deux électrodes. Le voltmètre V indique la valeur de la tension aux bornes de C.

ETUDE DE QUELQUES DECHARGES.

Nous allons étudier les caractéristiques d'un certain nombre de décharges que nous emploierons pour nos essais. Remarquons auparavant que du fait de la présence de l'ignitron dans le circuit de décharge $R > R$ étincelle car la résistance introduite par l'ignitron n'est pas négligeable.

Toutes les décharges utilisées sont du type oscillations amorties bloquées à la première alternance par l'igintron (Photo No II)

Nous avons alors :

$$V = Vo \frac{e^{-\frac{R}{2L}t}}{\sqrt{1 - \frac{R^2C}{4L}}} \cos\left(\frac{\sqrt{4\frac{L}{C} - R^2}}{2L}t - \alpha\right)$$

et $$I = CVo \frac{e^{-\frac{R}{2L}t}}{\sqrt{1 - \frac{R^2C}{4L}}} \sin \frac{\sqrt{4\frac{L}{C} - R^2}}{2L}t$$

avec si t_1 est la durée de la décharge

$$\frac{\sqrt{4\frac{L}{C} - R^2}}{2L} t_1 = \pi \qquad \text{ou} \quad t_1 = \frac{2\pi L}{\sqrt{4\frac{L}{C} - R^2}}$$

$$\text{et } tg\,\alpha = \frac{R}{\sqrt{4\,\frac{L}{C} - R^2}}$$

En réalité, si l'on peut considérer dans ce circuit L comme une constante, il n'en va pas de même pour R car les résistances de l'ignitron et de l'étincelle varient toutes deux avec le courant I. Pour déterminer l'énergie des décharges, nous relèverons les courbes V = f (t) de la tension aux bornes des électrodes et I = f (t) du courant dans le circuit de décharge. Si la première de ces courbes est aisée à déterminer à l'oscilloscope (Photo No III), la seconde ne peut l'être directement à cause de la brièveté du phénomène qui conduit à des valeurs de $\frac{dI}{dt}$ bien supérieures à $\sim I$ pour toute portion du circuit. Nous relevons donc à l'oscilloscope $V_2 = L_1 \frac{dI}{dt}$ sur une portion du circuit (Photo No IV). Ne connaissant pas la valeur de L_1, nous procéderons comme suit pour calculer l'énergie libérée par l'étincelle entre les électrodes :

La courbe $L_1 \frac{dI}{dt} = f\,(t)$ (graphique Ca) nous permet de tracer I = f (t) (graphique Cb) en unités arbitraires. En multipliant cette courbe par la courbe $V_c = f\,(t)$ (graphique Cc) de la tension aux bornes de la capacité c nous obtenons $W_c = f(t)$ (graphique Cd) dont la surface, en unités arbitraires, représente aussi l'énergie absorbée par tout le circuit au cours de la décharge. Mais nous connaissons la valeur de C et les tensions initiales V_i et finales V_f aux bornes de C. (Dans l'exemple choisi C = 3 F, V_i = 530 v, V_f = 280 v). Nous avons donc

$$W = \int_0^{t_1} W_c\, dt = \frac{1}{2}\, c\, (V_i^2 - V_f^2) = 30{,}2 \cdot 10^{-2} \text{ joules},$$

ce qui nous permet de déterminer I = f (t) en unités réelles.

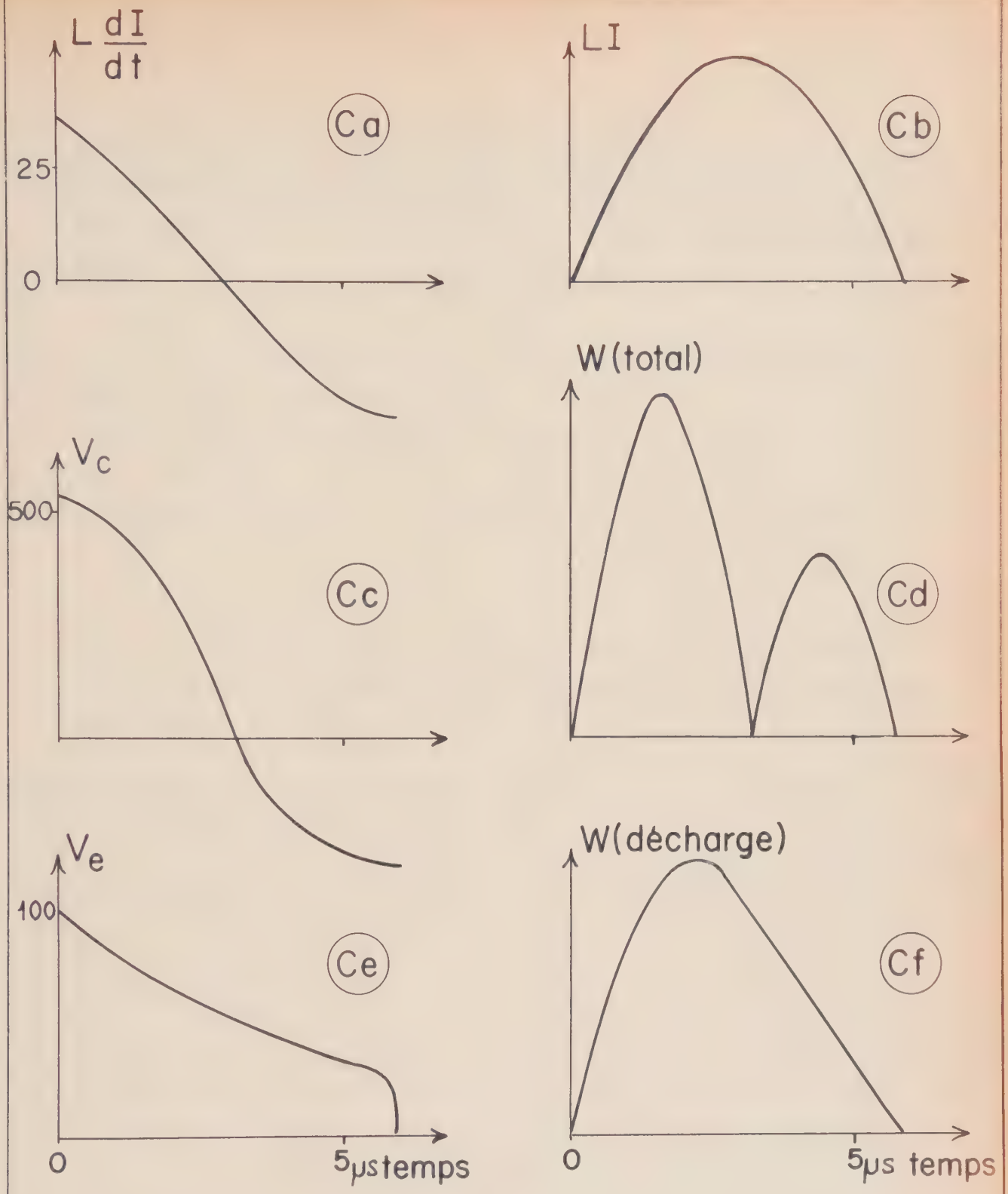
En multipliant maintenant V = f (t) (graphique Ce)

Photo I : "micro-copeaux"
le Magnésium (10 à 500 μ)

Photo II : Vcondensateur = f (t)

Photo III : Vélectrode = f (t)

Photo IV : $L\frac{dI}{dt} = f(t)$


L dI/dt
25
0
Ca
LI
Cb
W(total)
Cd
Vc
500
Cc
Ve
100
Ce
0
5µs temps
W(décharge)
Cf
0
5µs temps

Gr . C

tension aux bornes des électrodes par I = f (t) nous obtenons la courbe W_c = f (t) (graphique Cf) dont la surface représente l'énergie libérée entre les électrodes par l'étincelle. Nous avons

$$\varphi_1 = W_c = 6,8 \ 10^{-2} \text{ joules.}$$

Le déphasage de W_c = f (t) nous permet de déterminer au moyen du graphique BII :

K = facteur d'efficacité de la décharge

$\alpha = 9°$ K = 0,7 d'où

l'énergie efficace de la décharge $\varphi = 6,8 \ 10^{-2} \times 0,70 = 4,75 \ 10^{-2}$ joules.

Nous procéderons d'une manière identique pour les autres décharges utilisées. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau suivant :

C en μ F	distance entre les électrodes en mm	t_1 en μ S	φ_1 10^{-2} joules	α en degrés	K	$\varphi = K \varphi_1$ 10^{-2} joules
0,26	6/100	2,06	0,71	31	0,85	0,6
3	4/100	6	6,8	9	0,70	4,75
3	6/100	6	8,83	13	0,75	6,55
13	6/100	16,5	51,3	43	0,90	46,2

La durée t_1 des décharges est mesurée directement à l'oscilloscope. Tous les oscillogrammes ont été relevés au moyen d'un oscilloscope Ribet-Desjardins 203.B.

Les différents tableaux des pages suivantes donnent les résultats des essais effectués à l'aide de ce montage. Les valeurs de a et de p sont indiquées en (10^{-4} cm).

$C = 0{,}26\ \mu F$

Distance entre les électrodes = 6/100 mm

$t_1 = 2{,}06\ \mu S$ $\quad \varphi = 0{,}6\ 10^{-2}$ joules

DIELECTRIQUE DODECYLBENZENE

I	a	p	II	a	p
Cathode Cu	80	9	cathode Zn	87	12
Anode Ni	106	8	anode Cu	105	11
Cathode Fe	80	7	cathode Zn	83	13
Anode Ni	108	8	anode Fe	104	8
Cathode Ni	80	7	cathode Zn	80	12
Anode Ni	106	8	anode Ni	110	8
Cathode Mg	81	17	cathode Zn	76	13
Anode Ni	107	8	anode Mg	107	19
Cathode Al	81	13	cathode Zn	82	12
Anode Ni	107	8	anode Al	105	17
Cathode Zn	80	12	cathode Zn	103	11
Anode Ni	110	8	anode Zn	106	14

$C = 3\ \mu F$

Distance entre les électrodes = 4/100 de mm

$t_1 = 6\ \mu S$ $\quad \varphi = 4{,}75\ 10^{-2}$ joules

DIELECTRIQUE DODECYLBENZENE — DIELECTRIQUE AIR

III	a	p	IV	a	p
Cathode Cu	392	14	cathode Cu	540	8
Anode Cu	346	19	anode Cu	536	11
Cathode Fe	352	10	cathode Fe	580	5
Anode Fe	322	12	anode Fe	580	6,5
Cathode Ni	364	11	cathode Ni	588	4
Anode Ni	328	13,5	anode Ni	600	6
Cathode Mg	308	30	cathode Mg	500	22
Anode Mg	286	32	anode Mg	510	24
Cathode Al	340	24	cathode Al	510	18
Anode Al	324	28	anode Al	534	20
Cathode Zn	500	17	cathode Zn	650	14
Anode Zn	428	27	anode Zn	648	16

V

Diélectrique	Anode Ni		Cathode Ni	
	a	p	a	p
dodecylbenzène	328	13,5	364	11
N 100	336	13	348	11
UE 27	360	12	380	10
Eau	430	11	460	9
Air	600	6	580	4

VI

DIELECTRIQUE AIR

	a	p		a	p
cathode Cu	424	12	cathode No 5 (+)	480	6
anode Fe	575	7	anode Fe	642	5
cathode No 1 (+)	460	7,5	cathode Zn	600	15
anode Fe	617	5,5	anode Fe	720	1

VII

DIELECTRIQUE DODECYLBENZENE

cathode No 1	400	9	cathode Cu	410	14
anode Cu	360	20	anode No 1	360	12

(+) No 1 : Cu fritté + 0,5 de Si

No 5 ; Cu + 2% d'hydrure de titane, fritté

$C = 3 \mu F$

Distance entre les électrodes = 6/100 de mm

$t_1 = 6 \mu S$ $\rho = 6{,}55 \cdot 10^{-2}$ joules

DIELECTRIQUE DODECYLBENZENE

VIII

anode a / p / a cathode	Cu	Fe	Ni	Mg	Al	Zn
Cu	400 18 22 460	380 18 13,5 398	384 17 14 460	362 20 35 372	380 18 29 412	444 15 22 500
Fe	346 11 24 428	340 12 14 380	312 11 15,5 400	326 17,5 35 370	336 11 31 400	440 10 22 480
Ni	354 23 11,5 396	380 13,5 12 386	332 15,5 11,5 396	356 34 12 372	340 30 12 392	424 23 10 496
Mg	330 28 25 412	324 30 14,5 376	308 31 16 380	304 32 35 352	304 30 31 396	400 30 22,5 444
Al	370 25 24 420	356 26 13,5 400	356 26 15 396	350 27 35 376	344 28 30 392	424 22 23 490
Zn	422 19 21 476	412 20 13 420	428 20 13 438	400 21 32 408	400 20 29 432	476 18 21 520

IX

	a	p
cathode Cu	398	18
anode Fe	380	13,5
cathode Cu	418	18
anode acier à 0,10% de C	381	12,5
cathode Cu	400	18
anode acier à 0,38% de C	380	14
cathode Cu	400	18
anode acier à 0,65% de C	380	14

	a	p
cathode Cu	360	19
anode acier à 1% de C	380	15
cathode No 1	406	11
anode Fe	408	13,5
cathode No 5	396	10
anode Fe	428	13

C = 13,7 μ F

Distance entre les électrodes = 6/100 de mm

t_1 = 16,5 μ S $Q = 46,2 .10^{-2}$ joules

DIELECTRIQUE DODECYLBENZENE

X

	a	p
cathode Cu	712	38
anode acier à 0,65% de c	800	21
cathode Fe	690	23
anode acier	710	23
cathode Ni	648	25
anode acier	700	23

	a	p
cathode Mg	564	56
anode acier	600	24
cathode Al	704	48
anode acier	756	22
cathode Zn	860	36
anode acier	1040	19

Nous allons maintenant comparer ces résultats à la relation $p = f(a)$. Pour cela il nous faut déterminer les valeurs des différentes constantes thermiques qui figurent dans cette équation. λ et c représentent les valeurs moyennes des coefficients de diffusion thermique et de capacité thermique entre la température initiale de l'électrode et la température Ts^c de la surface du cratère au cours de la décharge.

Calcul de c : nous prendrons pour c la valeur moyenne de la capacité thermique entre 0 et 2000ºC en tenant compte de la chaleur latente de fusion. Mais pour Mg, Al et Zn nous ne possédons aucune donnée au-delà de 1000ºC et la valeur obtenue en considérant $c_{1000ºC} = c_{2000ºC}$ sera certainement trop faible.

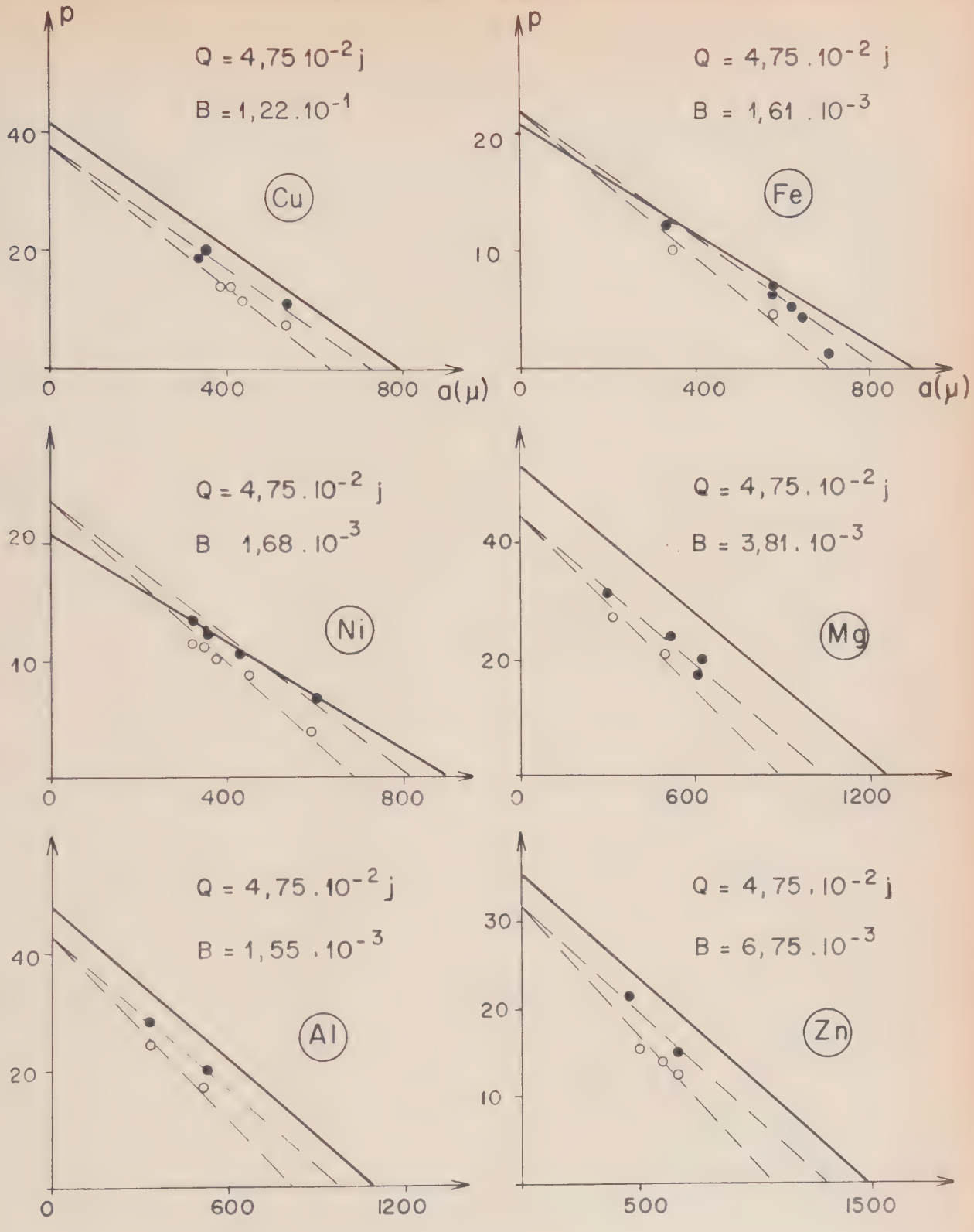
Calcul de λ : de même pour λ nous prendrons la valeur moyenne de la conductibilité thermique entre 0 et 2000ºC. On doit noter que λ est connu avec moins de précision que c et que les divergences entre les différentes tables de constantes sont souvent supérieures à 10%. D'autre part, pour Mg, Al et Zn, λ n'est donné que jusqu'à 1000ºC et la valeur moyenne utilisée pour ces corps sera certainement trop forte. Une autre source d'erreur importante sur λ réside dans le fait que l'existence dans nos éprouvettes d'impuretés, même en faibles proportions, réagit fortement sur la valeur de λ. La faible valeur de λ que nous emploierons pour Cu provient de ce que nous employons ici du cuivre de qualité commerciale U4.

Le tableau de la page suivante donne les différentes valeurs des constantes que nous utiliserons dans le calcul de p. (voir page 28)

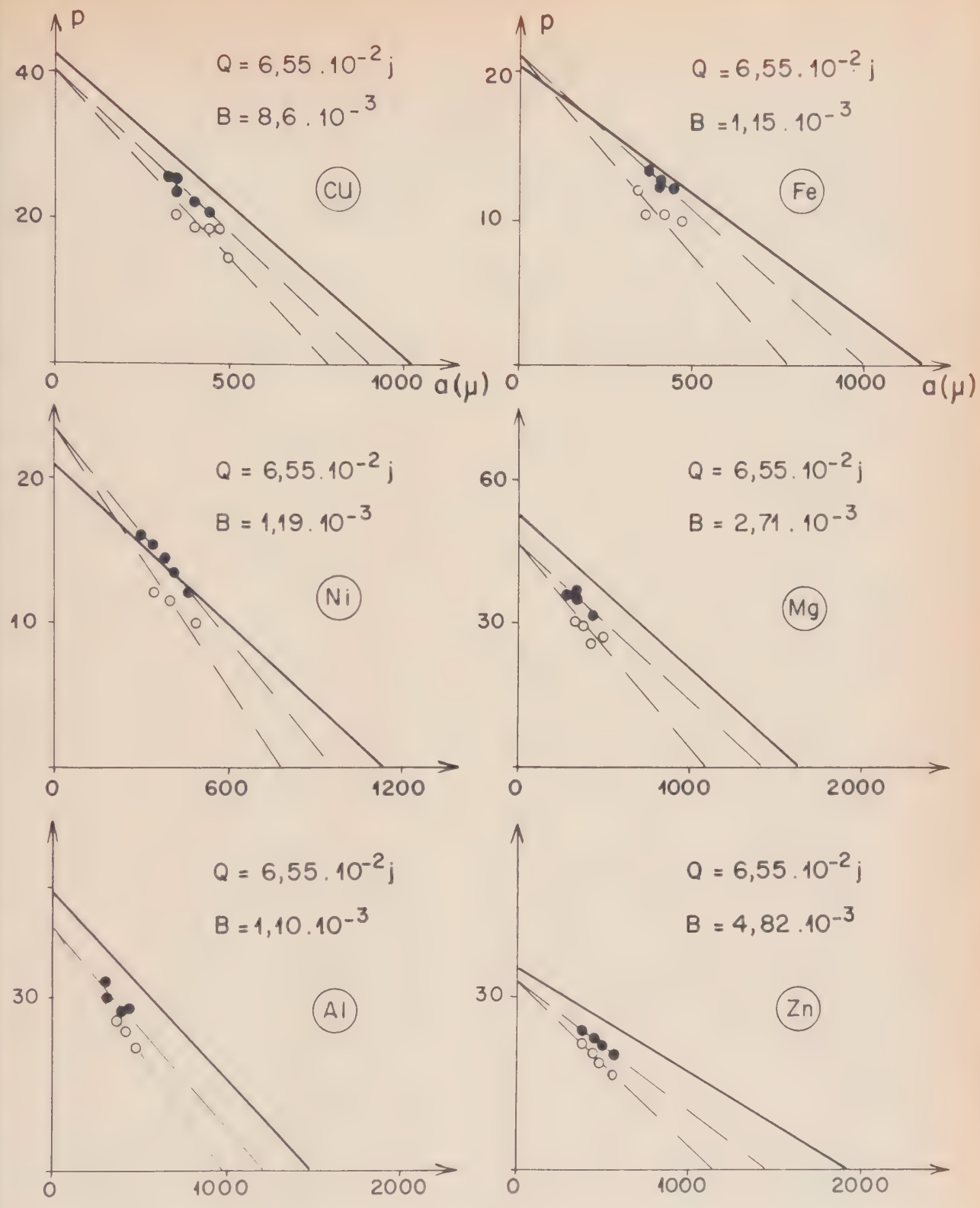
Pour les différents métaux et les différentes valeurs de φ, on porte sur des graphiques d'une part les droites

$$p = 1{,}7 \sqrt{\pi k t_1}\left(1 - \sqrt{\frac{T_s^c}{\theta_{ef}^c}}\right) = 1{,}7 \sqrt{\pi k t_1}\left(1 - \frac{a}{a_M}\right)$$

et d'autre part les résultats des essais effectués, les points représentant les valeurs trouvées pour les anodes, et les croix les valeurs pour les cathodes. (Graphique CI à CXII).



Gr. CI ă CVI — p = f(a)



Gr. C VII à C XII

Métal	$\frac{\text{cal x cm}}{\text{cm}^2 \text{ C° C Sec}}$	c cal/gr.0°	ρ gr/cm³	$k = \frac{\lambda}{c\rho}$ cm²/sec	πk	$\sqrt{\pi k}$	T^c_{ef} degré C	H f cal/gr	θ^c_{cf} degré C	$\sqrt{k}$
Cu	0,33	0,1032	8,89	0,361	1,13	1,06	1083	41,7	1523	0,747
Fe	0,101	0,163	7,85	0,078	0,245	0,495	1535	46,8	1850	0,279
Ni	0,090	0,128	8,60	0,081	0,256	0,506	1455	73,2	2035	0,286
Mg	0,248	0,282	1,70	0,517	1,62	1,27	651	72,2	906	0,717
Al	0,286	0,243	2,70	0,435	1,36	1,17	659,7	86,8	1015	0,660
Zn	0,164	0,101	7,16	0,276	0,709	0,804	419,5	25,5	670	0,475
Acier % C										
0,08	0,092	0,178	7,84	0,066	0,207	0,455	1528	46,8	1843	0,257
0,23	0,086	0,177	7,83	0,062	0,195	0,441	1512	46,8	1827	0,248
0,415	0,085	0,150	7,80	0,071	0,223	0,472	1498	46,8	1813	0,266
0,80	0,082	0,152	7,76	0,069	0,217	0,465	1460	46,8	1775	0,262
1,22	0,080	0,153	7,75	0,067	0,210	0,458	1418	46,8	1733	0,259

Nous pouvons faire tout de suite quelques remarques :

a) la disposition des résultats expérimentaux vérifie de façon assez satisfaisante notre hypothèse de l'existence d'une relation linéaire entre p et a, tout au moins pour $0{,}90 > \frac{a}{a_M} > 0{,}25$.

b) les cratères anodiques sont, toutes choses égales, plus profonds que les cratères cathodiques. En électro-érosion, l'anode s'use plus vite que la cathode.

c) considérons maintenant les résultats ayant trait aux cratères anodiques ; nous voyons

α) pour $\varphi = 0{,}6.10^{-2}$ joules, tous les points expérimentaux se placent nettement au-dessus des droites théoriques.

β) pour $\varphi \neq$ de $0{,}6.10^{-2}$ joules, seuls les points expérimentaux correspondant à Ni, Fe et l'acier à 0,65% de carbone se trouvent situés sur les droites théoriques, pour les autres corps nous avons des écarts assez importants. On peut expliquer cette divergence en analysant le degré de validité de nos hypothèses de départ.

CRITIQUE DES HYPOTHESES UTILISEES POUR LE CALCUL DE p = (a)

I.- Nous avons supposé pour le calcul de $p = f(a)$ que la surface S d'application de l'énergie était constante pendant toute la durée t_1 de la décharge et que, à chaque instant, cette énergie était uniformément répartie sur toute la surface S. Ceci est inexact mais si l'on considère, d'une part que la durée des décharges n'est que de quelques μS, ce qui limite fortement les possibilités d'expansion du canal de décharge, et d'autre part que la zone du canal de décharge où la densité d'énergie est la plus forte est aussi celle où la conduction thermique est la plus perturbée du fait de l'apparition rapide de métal fondu; on peut penser que l'erreur ainsi introduite ne doit pas être très importante.

II.- Nous avons supposé aussi que la température Ts^c de la surface S

était constante pendant toute la durée de la décharge. La concordance pour $0,25 < \bar{a} < 0,90$ et $B < 5.10^{-2}$ entre les courbes de Zingerman, qui lui n'utilise pas cette hypothèse dans ses calculs, et $p = f(a)$ montre que l'erreur ainsi introduite est négligeable si l'on prend soin de remplacer ρ_1 de la décharge par $\rho = K\rho_1$ où K est le facteur d'efficacité de la décharge *.

III.-Nous avons utilisé des valeurs de λ et C identiques pour tous les points de la droite $p = f(a)$, en réalité à chaque valeur de a correspond une valeur de Ts^c de la température de la surface S, λ et C devraient être les moyennes entre Ts^c et 0ºC des coefficients de conductibilité thermique et de chaleur spécifique du métal considéré. On a donc pour chaque valeur de a une valeur de λ et C. La courbe $p = f(a)$ n'est donc pas rigoureusement une droite. En fait, l'erreur ainsi introduite est très faible par comparaison à celles qu'introduisent les autres hypothèses.

IV.-Lorsque nous avons admis que le métal arraché à l'électrode était la fraction de celle-ci comprise entre la surface S et l'isotherme θ_{ef}^c, nous avons supposé en fait que, pour une décharge de durée t_1, entre les temps 0 et t_1, l'énergie pénétrait par conduction thermique dans l'électrode, sans en extraire de métal et que, brusquement, au temps t_1, le métal fondu ou volatilisé était projeté entre les électrodes. En réalité, il y a fusion et peut-être projection de métal dès que la température de la surface S atteint θ_{ef}^c et la pénétration à l'intérieur de l'électrode s'en trouve modifiée.

V.-Enfin, nous avons supposé que l'énergie qui intervient dans l'érosion de l'anode était égale à l'énergie totale de la décharge. Ceci est inexact pour plusieurs raisons :

a) une part de l'énergie de la décharge est perdue par conduction

---

* Voir page 12

dans le diélectrique, l'importance de ces pertes dépendant notamment de la distance entre les électrodes *.

b) les deux électrodes (cathode et anode) sont érodées par la décharge. L'énergie de la décharge est donc employée aux deux extrémités du canal de décharge sans que l'on sache a priori la fraction de l'énergie totale intéressant chaque électrode. C'est ce qui explique surtout la divergence observée entre les droites théoriques, dans lesquelles interviennent φ total, et les points expérimentaux.

VI.- Enfin, nous avons vu précédemment que les divers coefficients thermiques n'étaient pas connus avec précision. Les valeurs que nous employons ne tiennent pas compte de l'évaporation possible d'une partie du métal entre Ts^c et Θef qui, par absorption de chaleur latente, peut modifier fortement λ et C qui représentent des valeurs moyennes de la conductibilité et de la capacité thermique entre 0ºc et Ts^c.

Nous tiendrons surtout compte dans ce qui suit des deux dernières sources d'erreur, (imprécision de la valeur de φ et imprécision de λ, C et k), pour étudier les diverses données expérimentales.

REPARTITION DE L'ENERGIE A L'INTERIEUR DU CANAL DE LA DECHARGE.

Nous admettons que les véritables droites $p = 1{,}7\sqrt{\pi k\, t_1}(1-\bar{a})$ sont les droites qui, sur les graphiques CI à CXII, passent par les points expérimentaux. Nous pouvons alors en déduire les valeurs "effectives" de k. En effet, ces droites coupent l'axe $\bar{a} = 0$ en un point $p_{a=0} = 1{,}7\sqrt{\pi k\, t_1}$ donc $k = \left(\frac{p_{a=0}}{1{,}7}\right)^2 \frac{1}{\pi t_1}$

De même ces diverses droites coupent l'axe $p = 0$ en un point a_M mais

$$a_M = \sqrt{\frac{4S_M}{\pi}} = \sqrt{\frac{4\sqrt{\pi k}\;\varphi}{\pi\, 2\lambda \Theta ef^c\sqrt{t_1}}}$$

---

* A.S. Zingerman a montré que toutes choses égales les pertes d'énergie étaient de 1,2% pour une distance entre les électrodes égale à 5μ et de 11,1% pour une distance de 100μ (28).

Ne connaissant pas exactement λ nous ne pouvons en déduire la valeur "effective" de ρ mais cette valeur de λ étant constante pour un métal, nous pouvons calculer les différents rapports

$$\frac{\rho_c}{\rho_a} = \frac{\text{Energie intervenant dans l'érosion de la cathode}}{\text{Energie intervenant dans l'érosion de l'anode}} = \frac{a^2_M \text{ cathode}}{a^2_M \text{ anode}}$$

et a un facteur de proportionnalité, dépendant de λ, près

$$\frac{\rho_a}{\rho^t} = \frac{\text{Energie intervenant dans l'érosion de l'anode}}{\text{Energie totale de la décharge}} = \frac{a^2_M \text{ anode}}{a^2_M \text{ théorique}}$$

ce qui nous permettra de comparer les divers régimes entre eux.

Ces rapports peuvent être calculés pour tous les régimes, les droites $p = f(a)$ "effectives" étant les droites définies par $p = 1{,}7 \sqrt{\pi k t_1}$ et les points expérimentaux. Les résultats de ces divers calculs sont donnés dans les tableaux ci-après.

ANALYSE DU ROLE DES DIVERS PARAMETRES DANS LA FORMATION DU CRATERE D'EROSION.

L'analyse des résultats groupés dans les divers tableaux I à XIII permet de mettre en évidence quelques aspects de l'action des différents paramètres intervenant en électro-érosion.

a) L'énergie ρ, la durée t_1 et la densité d'énergie $\frac{\rho}{t_1}$ de la décharge : lorsque ρ, t_1 et $\frac{\rho}{t_1}$ augmentent, $\frac{\rho \text{ cathode}}{\rho \text{ anode}}$ augmente et tend vers 1, tandis que $\frac{\rho \text{ anode}}{\rho \text{ totale}}$ augmente lui aussi mais moins rapidement. $\frac{\rho \text{ cathode}}{\rho \text{ totale}}$ augmentera donc beaucoup plus rapidement que $\frac{\rho \text{ anode}}{\rho \text{ totale}}$. (On ne doit pas oublier que $\rho_a + \rho_c \neq \rho_t$).

XI

$$\frac{\rho \text{ cathode}}{\rho \text{ anode}}$$

ρ total	$0,6\ 10^{-2}$ joules	$4,75\ 10^{-2}$ joules	$6,55\ 10^{-2}$ joules	$46,2\ 10^{-2}$ jou
Cu	0,46	0,74	0,70	1
Fe	0,40	0,73	0,70	
Ni	0,38	0,76	0,65	
Mg	0,40	0,79	0,68	
Al	0,32	0,74	0,71	
Zn	0,39	0,70	0,68	
moyenne	0,39	0,74	0,69	1

XII

$$\frac{\rho \text{ anode}}{\rho \text{ total}} \quad f(\lambda)$$

ρ total joules	$0,6\ 10^{-2}$	$4,75\ 10^{-2}$	$6,55\ 10^{-2}$	$46,2\ 10^{-2}$
Cu	0,43	0,86	0,79	
Fe	0,47	0,94	0,72	0,81
Ni	0,39	0,81	0,69	
Mg	0,34	0,72	0,64	
Al	0,39	0,76	0,72	
Zn	0,24	0,72	0,57	
moyenne	0,38	0,80	0,69	0,81

Nous pouvons mettre les résultats de ce dernier tableau sous une autre forme en comparant directement les résultats obtenus pour les divers régimes entre eux afin d'éliminer une influence possible du métal des électrodes dans l'utilisation de l'énergie.

XIII

ρ total joules	$0,6\ 10^{-2}$ d = 6/100 de mm	$6,55\ 10^{-2}$ d = 6/100 de mm	10^{-2} d = 6/100 de mm	$4,75\ 10^{-2}$ d=4/100de mm
Cu	0,50	0,92		1
Fe	0,50	0,77	0,86	1
Ni	0,48	0,85		1
Mg	0,47	0,89		1
Al	0,51	0,95		1
Zn	0,34	0,77		1
moyenne	0,47	0,86	0,86	1

b) <u>la distance d entre les électrodes</u> : lorsque la distance entre les électrodes augmente, $\frac{\rho \text{ cathode}}{\rho \text{ anode}}$ diminue ainsi que $\frac{\rho \text{ anode}}{\rho \text{ total}}$ (tableaux XI et XIII), tandis que le diamètre du canal de la décharge augmente. ρ cathode diminuera donc beaucoup plus rapidement que ρ anode.

c) <u>le diélectrique</u> : le diélectrique agit essentiellement sur le diamètre du canal de décharge et donc sur le diamètre d et la profondeur p du cratère (tableaux III, IV et V).

d) <u>la nature des électrodes</u> : la nature d'une électrode agit toujours sur le diamètre de son cratère d'érosion, donc sur le diamètre du canal de la décharge en son voisinage immédiat (tableaux I à X).

e) <u>interaction entre les électrodes</u> : pour les décharges $\rho = 0{,}6\ 10^{-2}$ joules et $t_1 = 2\ \mu$ S le diamètre du cratère cathodique dépend de la nature de l'anode, mais le diamètre du cratère anodique ne dépend pas de la nature de la cathode (tableaux I et II). Pour toutes les autres décharges, les actions anodes-cathodes sont réciproques (tableaux III à X).

Ces diverses constatations vont nous permettre d'envisager un schéma possible du processus d'électro-érosion. Pour des électrodes données distantes de d et plongées dans un diélectrique donné, nous distinguerons 4 types possibles de décharges érosives (c'est-à-dire telles que $\frac{\rho \text{ anode}}{t_1}$ soit suffisant pour qu'une zone de l'électrode puisse être portée à une température supérieure à la température de fusion.

$$\frac{\rho \text{ anode}}{t_1} > \frac{2 \lambda S \theta_{ef}^{c}}{\sqrt{\pi k t_1}} \quad *$$

A) Les électrons émis par la cathode ou dans le diélectrique par ionisation de ce dernier apportent une énergie ρ anode sur la surface S de l'anode et y entraînent la formation d'un cratère d'érosion suivant le processus décrit par A.S. Zingerman. Le métal

---

* Voir page 11

ainsi arraché sera projeté sous forme d'un mélange liquide-gaz partiellement ionisé dans l'espace entre les électrodes. Si la fin de la décharge intervient au bout d'un temps t_1, tel que les ions + provenant de l'anode n'aient pas le temps de parcourir la distance d, et par conséquent d'atteindre la cathode, cette dernière ne pourra être érodée que par des ions + provenant de la décomposition du diélectrique par l'étincelle. L'érosion de la cathode sera alors indépendante de la nature de l'anode, de même que l'érosion de l'anode sera indépendante de la nature de la cathode. Ceci implique $t_1 < \frac{d}{V_1}$ où V_1 = vitesse des ions + provenant de l'anode.

Au début de la décharge, le diamètre du canal de décharge, donc du cratère d'érosion, dépend uniquement de t_1, de l'énergie de la décharge et de la nature du diélectrique. Mais, dès que du métal est arraché à une électrode, ce métal projeté dans le canal de la décharge va influer, suivant un processus que nous analyserons ultérieurement, sur le diamètre du canal de la décharge au voisinage immédiat de l'électrode dont il provient. Le canal de la décharge comprendra alors trois régions très distinctes ≠ une région au voisinage de l'anode où son diamètre dépend de la nature de celle-ci; une région au voisinage de la cathode, où son diamètre dépend de la nature de la cathode, et une région intermédiaire où son diamètre est indépendant de la nature des électrodes.

B) Pour des t_1 plus grands que précédemment, une partie du métal arraché à l'anode sous forme de mélange liquide-vapeur partiellement ionisée va maintenant avoir le temps d'atteindre la cathode avant la fin de la décharge et de contribuer à la formation du cratère d'érosion d'une part en apportant de l'énergie sur la cathode et d'autre part en influant sur le diamètre du canal de la décharge au voisinage immédiat de la cathode. L'érosion de la cathode dépendra alors de la nature de l'anode. Si la décharge cesse avant que que le métal arraché à la cathode et projeté dans le canal de la

≠ Voir photo de l'article (35).

décharge n'ait le temps d'atteindre l'anode, le cratère anodique sera indépendant de la nature de la cathode.(cas $\mathcal{P} = 0,6\ 10^{-2}$ joules $t_1 = 2\ \mu$ S dans nos essais).

C) Pour des t_1 encore plus grands, c'est-à-dire tels que le métal arraché à la cathode ait le temps d'atteindre l'anode, le diamètre du cratère anodique dépendra alors aussi de la nature de la cathode. Plus $\frac{\mathcal{P}}{t_1}$ et t_1 seront grands et plus les interactions cathodes anodes seront importantes (cas de nos essais autres que $\mathcal{P} = 0,6\ 10^{-2}$ joules).

Le fait que la vapeur métallique cathodique atteigne le voisinage de l'anode bien après que la vapeur métallique anodique n'ait atteint le voisinage de la cathode est dû en premier lieu à ce que la production de vapeur cathodique est plus tardive[18] et au début moins intense que la production de vapeur anodique,et ensuite a ce que la vapeur anodique ionisée est attirée par la cathode alors que le phénomène inverse ne peut se produire.

D) Enfin on sait que, si la décharge se présente sous la forme d'un arc, on peut avoir érosion de la cathode $>$ érosion de l'anode et $\frac{\mathcal{P}\ \text{cathode}}{\mathcal{P}\ \text{anode}} > 1$. Le phénomène est certainement ici plus complexe. Dans sa phase initiale, l'arc suit les processus décrits précédemment mais au bout d'un certain temps seule une partie de plus en plus faible de l'énergie va atteindre l'anode. En effet, les électrons provenant de la cathode vont ioniser presque complètement dans le canal de décharge le métal provenant de l'érosion de l'anode et de l'érosion de la cathode; ces ions métalliques vont apporter leur énergie à la cathode qui recevra ainsi la plus grande partie de l'énergie $\mathcal{P}$, $\frac{\mathcal{P}\ \text{cathode}}{\mathcal{P}\ \text{anode}}$ va croître et l'usure de la cathode deviendra alors prépondérante.

Il est bien évident qu'il n'existe aucune frontière marquée entre ces quatre types de décharge et que l'on doit passer progressivement de l'un à l'autre, au fur et à mesure que le t_1 augmente, ou que la distance entre les électrodes diminue.

Toutefois, pour une distance entre les électrodes d donnée, le temps limite entre A et B doit être lié au temps nécessaire pour que des ions anodiques puissent parcourir la distance d et pour que la vapeur anodique puisse agir sur le diamètre de la décharge. De même la transition entre B et C doit être liée à la possibilité d'une production suffisante de métal arrachée à la cathode pour que ce métal ait une action sensible sur le diamètre du canal de décharge.

Nous allons maintenant montrer de quelle façon la nature du diélectrique et des électrodes peut agir sur le diamètre du canal de décharge.

INFLUENCE DU DIELECTRIQUE ET DE LA NATURE DES ELECTRODES SUR LE DIAMETRE DU CANAL DE LA DECHARGE.-

Equation de S.J. DRABKINA.

S.J. DRABKINA[36] a montré que l'élargissement du canal de la décharge en fonction du temps était lié à des processus hydrodynamiques de choc.

L'étincelle produit une onde de choc de forme cylindrique qui se propage dans le diélectrique. Soit R (t) le rayon de cette onde. Le rayon r (t) du canal de décharge sera beaucoup plus petit que R (t) et l'on aura presque instantanément après le début de l'étincelle $\frac{r\ (t)}{R\ (t)} \ll 1$. L'auteur suppose que pour une étincelle le phénomène est à peu près adiabatique et que le canal de la décharge est le cylindre dont les parois sont à la température 10^4º K. A l'intérieur de ce cylindre nous aurons un plasma ≠ conducteur qui sera le canal de la décharge.

Soit $\mathcal{E}$ l'énergie de ce plasma, au lieu de l'équation d'état du gaz idéal $\mathcal{E} = C_v T$, on aura une équation plus complexe qui peut néanmoins pour $10^{-4} < \rho/\rho_0 < 10$ et $10^4 < T < 3.10^4$º K être approchée par

≠ Nous donnons ici au mot plasma le sens admis par J.L. DELCROIX[37]. Plasma = gaz ionisé.

$$(a) \qquad \mathcal{E} = A \rho^a T^b$$

A, a et b sont des constantes.

A partir des équations classiques de la thermodynamique $F = -T\int \frac{\mathcal{E}}{T^2} dT$ et $P = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_T = \rho^2 \left(\frac{\partial F}{\partial \rho}\right)_T$ et de (a) on tire

$$(b) \quad P = (\gamma - 1)\rho \qquad \text{avec } \gamma = \frac{1-a}{b-1}$$

équation qui permet de traiter le plasma comme un gaz idéal.

D'autre part, en ne tenant compte que de l'ionisation simple, on a :

$$(c) \quad \mathcal{E} = 3\,R\,T\,(1+\chi_1) + \mathcal{E}\,\text{diss} + 2\chi_1\,\mathcal{E}\,\text{ion}$$

où χ_1 est le degré d'ionisation, $\mathcal{E}$ diss et $\mathcal{E}$ion les énergies de dissociation et d'ionisation du diélectrique. Les équations (a), (b) et (c) permettent de déterminer les constantes A, a, b et donc γ en supposant que toutes les molécules sont dissociées.

En partant du système d'équation de l'hydrodynamique exprimé en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v\frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\rho v}{r} = 0 \quad \text{(équation de continuité)}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad \text{(équation de mouvement)}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right) + v\left(\frac{\partial}{\partial r}\right)\frac{P}{\rho\gamma} = 0 \quad \text{(équation adiabatique)}$$

l'auteur aboutit, pour le calcul du rayon du canal de décharge, à la formule suivante :

$$(d) \qquad r(t) = L\,E_o^{M}(t)\left[\int_o^t E_o^{1/2}(t)\,dt\right]^N$$

où E_o = énergie de l'explosion calculée par unité de longueur du canal de la décharge.

$$M = \frac{\gamma - 1}{2(a+1)} \quad , \qquad N = \frac{2 + a - \gamma}{2(a+1)} \quad \text{et}$$

$$L = \left[\frac{1}{4 A \gamma T_b}\right]^{\frac{\gamma - 1}{2(a+1)}} \left(\frac{\gamma}{2}\right)^{\frac{(\gamma - 2a - 2)(\gamma - 1)}{2(2-\gamma)(a+1)}} (\gamma + 1)^{\frac{1-\gamma}{2}} (\gamma - 1)^{\frac{a(\gamma - 1)}{2(a+1)}}$$

$$\alpha \frac{\gamma + a}{4(a+1)} \qquad \rho_o \frac{a - \gamma - 2a\gamma}{4(a+1)}$$

α étant une constante sans dimension tirée de l'équation d'énergie :

$$\frac{1}{\alpha} = (\gamma + 1)^{-\frac{\gamma + 1}{\gamma}} (\gamma - 1)^{-\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \gamma^{\frac{2(\gamma - 1)}{2 - \gamma}} 2^{\frac{-\gamma}{2 - \gamma}} \int_0^{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} Z^{-\frac{1}{\gamma}}$$

$$(1 - Z)^{\frac{3\gamma - 4}{2 - \gamma}} \left(1 - \frac{Z}{\gamma - 1}\right)^{\frac{-2}{2 - \gamma}} \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} Z^2\right) \, d Z$$

S.J. DRABKINA a calculé L, M et N pour l'air sous diverses pressions, l'argon et l'hydrogène. L'accord entre r(t) calculé à l'aide de (d) et l'expérience a été montré par N.M. GUEGUETCHKORI[38] qui a mesuré le diamètre du milieu du canal de décharge pour des distances entre électrodes supérieures à 1 mm. Dans ce cas, suivant (d), r(t) va être fonction de l'énergie de la décharge E_o, des constantes thermodynamiques et de ρ, χ_1, $\mathcal{E}$ diss et $\mathcal{E}$ ion du diélectrique

APPLICATION A L'ELECTRO-EROSION DE L'EQUATION DE S.J. DRABKINA

En général, en électro-érosion, les distances entre les électrodes sont beaucoup plus petites, de l'ordre de quelques dizaines de microns au maximum. Dans ce cas, la perte d'énergie aux

extrémités du canal de la décharge, par conduction thermique dans les électrodes, représente une part importante de l'énergie de la décharge et le phénomène n'est plus adiabatique. ZINGERMAN[22] a montré que la formule (d) donne néanmoins l'ordre de grandeur de r(t) si l'on tient compte, dans le calcul des constantes L, M et N, de la présence de vapeur métallique, arrachée aux électrodes, dans le canal de la décharge.

Dans ce cas, r(t) va dépendre de l'énergie de la décharge, des constantes thermodynamiques de ρ, χ_1, $\mathcal{E}$ diss, $\mathcal{E}$ ion du diélectrique et du métal composant les électrodes. Lorsque nous aurons des électrodes de nature identique et des décharges de durée suffisamment grande pour que l'on puisse admettre que le plasma du canal de décharge soit formé uniquement de vapeur métallique ionisée, on pourra calculer r(t) à l'aide de (d) mais en général, comme nous ne connaissons pas la proportion de diélectrique et de métal de chaque électrode dans le canal de la décharge, (d) ne nous donnera que le sens de la variation de r(t) en fonction des divers diélectriques ou électrodes.

Nous connaissons maintenant les causes de l'action observée du diélectrique et de la nature des électrodes sur le diamètre du canal de la décharge.

Lorsque la distance d entre les électrodes est grande, ou que la durée de l'étincelle t_1 est petite, c'est-à-dire lorsque l'on a $t_1 \ll \frac{d}{v_1}$, la fraction de vapeur métallique pouvant se trouver dans la décharge est faible, et seuls le diélectrique et l'électrode intéressée ont une influence sur la valeur de a (cas A).

Pour des distances entre les électrodes plus petites ou des durées t_1 plus grandes, $t_1 \ll \frac{d}{v_1}$, l'étincelle commence dans le diélectrique seul, mais lorsque suffisamment de métal aura été arraché à l'anode, le plasma du canal de la décharge va être composé de diélectrique ionisé, mais aussi de vapeur métallique anodique ionisée

et ses dimensions vont être fonction du diélectrique et du métal composant l'anode. C'est le cas B où les cratères cathodiques et anodiques sont tributaires de la nature de l'anode.

Si la décharge se poursuit après une érosion suffisante de la cathode, $t_1 \gg \frac{d}{v_1}$, le plasma du canal de la décharge va être composé de diélectrique ionisé et de vapeur métallique cathodique ionisée. C'est le cas C où les cratères anodiques et cathodiques sont fonction de la nature de l'anode et de la cathode.

Dans le cas de l'arc,D, le phénomène est plus complexe; on ne peut plus utiliser l'équation (d) , le phénomène n'étant plus du tout, même en première approximation, adiabatique,comme dans le cas de l'étincelle où la plus grande partie de l'énergie dissipée dans les électrodes par conduction thermique faisait retour au canal de décharge sous forme d'énergie potentielle, dans le métal , fondue ou vaporisée. On peut seulement penser que dans ce cas aussi les cratères anodiques et cathodiques seront fonction de la nature de l'anode et de la cathode, mais que l'influence du diélectrique sera moins marquée à cause de son élimination progressive du canal de la décharge.

Bien que, dans la plupart des cas, on ne puisse, faute de renseignements suffisants sur la composition exacte du plasma, employer (d) pour calculer r(t), cette équation indique que, toutes choses égales, un certain diélectrique I donnera toujours un a plus grand qu'un autre diélectrique II, ou qu'une cathode I donnera toujours de même un a plus grand qu'une cathode II. C'est ce que nous allons vérifier maintenant.

Pour les diélectriques les tableaux III et IV permettent de justifier immédiatement cette conclusion.

Pour une électrode donnée nous allons classer, par ordre d'influence croissante sur a, les électrodes opposées.

TABLEAU II

Cathode Zn Anodes Mg Ni Al Fe Cu Zn

TABLEAU VIII

Cathode	Anodes	
Cu	Mg Al Fe Ni Cu Zn	
Fe	Mg Fe Al Ni Cu Zn	
Ni	Mg Fe Al Ni Cu Zn	
Mg	Mg Fe Ni Al Cu Zn	
Al	Mg Al Ni Fe Cu Zn	
Zn	Mg Fe Al Ni Cu Zn	
Anode Cu	Mg Fe Ni Al Cu Zn	cathodes
Fe	Mg Fe Al Ni Cu Zn	
Ni	Mg Fe Ni Al Cu Zn	
Mg	Mg Fe Al Ni Cu Zn	
Al	Mg Fe Ni Al Cu Zn	
Zn	Mg Al Ni Fe Cu Zn	

TABLEAU X

Anode Acier 0,65% de C cathodes Mg Ni Fe Al Cu Zn

On voit sur ces exemples que l'on peut définir une séquence type d'action par ordre croissant pour les six métaux considérés : Mg Fe Ni Al Cu Zn. Nous avons souvent des permutations entre Fe, Ni et Al. Mais cela semble provenir du fait que ces métaux ont une action voisine sur a et qu'ils ne sont pas toujours présents dans les mêmes proportions à l'intérieur du canal de la décharge du fait de l'interaction des électrodes entre elles.

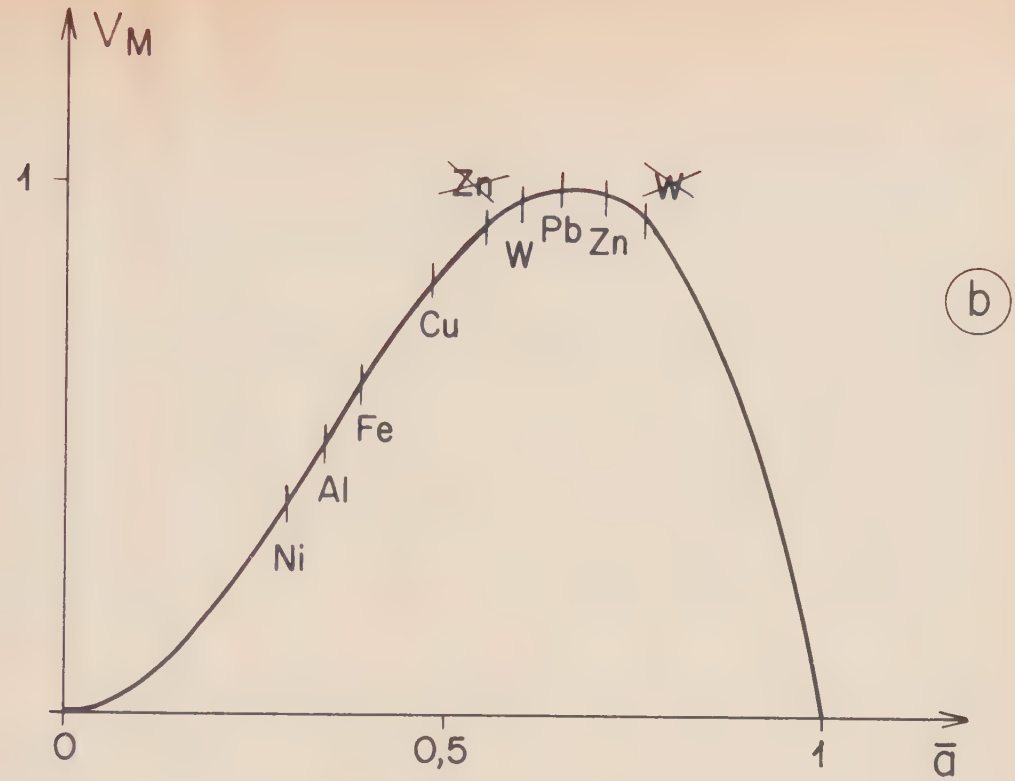
I.G. NEKRACHEVITCH et S.P. MITKEVITCH [39] donnent les valeur de l'érosion pour des décharges identiques sur 9 métaux pris deux à deux. Leurs résultats sont exprimés en poids de métal enlevé aux électrodes et nous fournissent donc les volumes des cratères d'érosion en fonction de la nature de l'électrode en regard.

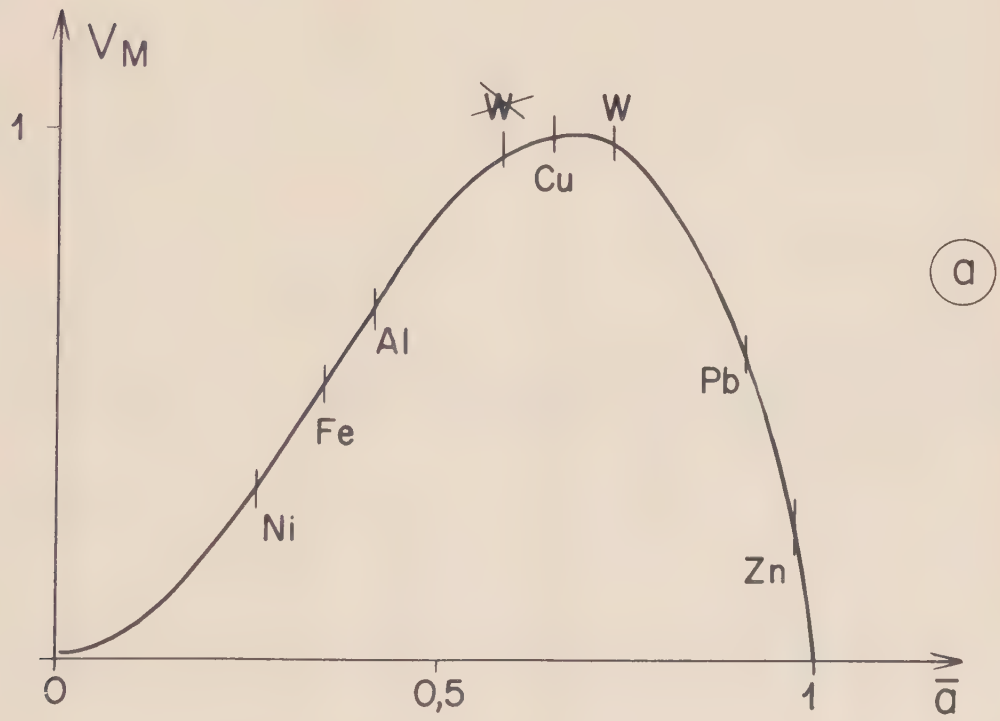
Electrode érodée	Electrodes opposées par ordre d'influence croissante sur le volume du cratère de l'électrode érodée.
cathode	Anodes
Pb	Al Co Ni Fe Cu Zn W Cr Pb
Zn	Ni Al Co Fe Cu Zn Cr W Pb
Cu	Al Ni Co Fe Zn Cu W Cr Pb
Ni	Co Al Pb Zn Cr Ni Fe Cu W
Co	Zn Ni Pb Co Fe Al W Cu Cr
Fe	Zn Ni Co Fe Pb Al W Cr Cu
Al	Ni Al Co Fe Cr Cu W Zn Pb
Cr	Ni Zn Co Fe Al Pb W Cu Cr
W	Zn Pb Al Fe Cr Co Cu Ni W
anode	Cathodes
Pb	Fe Al Ni Co Cu Zn W Pb Cr
Zn	Al Ni Fe Zn Cu Co W Cr Pb
Cu	Co Ni Fe Al Zn Cr W Pb Cu
Ni	Ni Co Al Zn Fe Cr Pb W Cu
Co	Ni Fe Zn Co Pb Al W Cu Cr
Fe	Co Fe Ni Zn Pb Al W Cu Cr
Al	Ni Fe Co Al Cr Cu Zn W Pb
Cr	Ni Co Fe Zn Pb Al Cu W Cr
W	Ni Fe Co Zn Al Cr Pb Cu W

On voit que ce tableau est désordonné; ceci tient au fait que ces résultats s'appliquent à des volumes v alors que la nature de l'électrode influence d'abord le diamètre du cratère d'érosion. Nous devons maintenant traduire, à l'aide de la relation v = f(a), (Graphique BVI), ces données portant sur des volumes en données portant sur des diamètres.

Nous avons tracé sur le graphique CXIIIa la courbe v=f(a). Sur cette courbe nous pouvons porter les résultats obtenus pour la cathode Fe en tenant compte de la séquence déjà définie page 42 (Mg Fe Ni Al Cu Zn). Nous procéderons comme suit :

Nous portons Cu au sommet de v = f(a) puisque cette anode donne une érosion maximum de la cathode Fe. Ni, Fe et Al donnant une érosion moindre sur la cathode Fe, et ayant aussi une action moins importante sur a que Cu, seront sur la partie ascendante de la courbe. De même Zn , donnant une érosion moindre et un dia-





Gr. CXIII

mètre a du canal de la décharge plus grand que Cu, se placera sur la partie descendante de la courbe v = f(a) et ce sera le corps le plus à droite sur la courbe C XIIIa

En procédant de la même manière sur le graphique C XIII b avec les données concernant la cathode Al, Nous avons Ni Fe Al Cu sur la partie montante de la courbe v = f(a). Zn sera au voisinage du maximum qui sera occupé par Pb. Mais Zn peut se placer à droite ou à gauche de Pb. D'après C XIIIa, Pb est à gauche de Zn, donc Zn sera placé sur la partie descendante de v = f(a). On aura Ni Fe Al Cu Pb Zn.

Sur le graphique C XIIIa W se placera au voisinage du sommet Cu, à gauche ou à droite de Cu, donc avant Zn. Sur le graphique C XIIIb W se placera soit sur la partie descendante de v = f(a), mais alors il se placera à droite de Zn (ce qui n'est pas compatible avec les positions qu'il occupe sur C XIIIa), soit sur la partie montante de v = f(a) entre Cu et Pb. On aura donc Ni Fe Al Cu W Pb Zn.

On place de la même manière Co et Cr et l'on réordonne de même toutes les autres séquences.

Electrode érodée	Electrodes opposées classées par ordre d'influence croissante sur le diamètre du cratère de l'électrode érodée.
Cathode	Anodes
Pb	Al Co Ni Fe Cu Cr Pb W Zn
Zn	Ni Al Co Fe Cu Cr Pb W Zn
Cu	Al Ni Co Fe Cu Cr Pb W Zn
Ni	Co Al Ni Fe Cu W Cr Zn Pb
Co	Ni Co Fe Al Cu Cr W Pb Zn
Fe	Ni Co Fe Al Cu Cr W Pb Zn
Al	Ni Al Co Fe Cr Cu W Pb Zn
Cr	Ni Co Fe Al Cu Cr W Pb Zn
W	Al Fe Co Ni W Cu Cr Pb Zn
Anode	Cathodes
Pb	Fe Al Ni Co Cu Cr Pb W Zn
Zn	Al Ni Fe Cu Co Cr Pb W Zn

Cu	Co Ni Fe Al Cr Cu Pb W Zn
Ni	Ni Co Al Fe Cr Cu W Pb Zn
Co	Ni Fe Co Al Cu Cr W Pb Zn
Fe	Co Fe Ni Al Cu Cr W Pb Zn
Al	Ni Fe Co Al Cr Cu W Pb Zn
Cr	Ni Co Fe Al Cu Cr W Pb Zn
W	Ni Fe Co Al Cr Cu W Pb Zn

Nous obtenons aussi, comme pour nos essais, des séquences identiques où seuls les éléments voisins peuvent parfois permuter La séquence type serait Ni Co.Fe.Al.Cu.Cr.W.Pb.Zn

CONCLUSION :

Nous avons vu précédemment (pages 29,30) qu'il était impossible d'apprécier avec exactitude l'importance des erreurs introduites d'une part par les hypothèses qui nous ont servi à calculer $p = f_1(a)$ et $v = f(a)$, et d'autre part par le fait que nous ne connaissons pas les valeurs réelles de ces paramètres λ, C et qui interviennent dans ces équations.

Toutefois ces deux relations permettent de rendre compte de l'allure générale de l'électro-érosion, de fixer une limite supérieure à la valeur du volume de métal qu'une énergie donnée pourra arracher à une électrode donnée, et d'interpréter les résultats expérimentaux. En ce sens ces relations sont satisfaisantes si l'on ne perd jamais de vue le caractère très approximatif des résultats numériques auxquels elles peuvent nous conduire.

C H A P I T R E III

USINAGE PAR ELECTRO-EROSION

ETUDE DE L'EFFET CUMULATIF D'UN GRAND NOMBRE DE DECHARGES.-

La plupart des études faites jusqu'à présent sur l'électro-érosion emploient une technique différente de celle que nous avons utilisée précédemment. Au lieu de s'attacher à étudier une décharge isolée, de caractéristiques électriques connues, et les cratères d'érosion qui en résultent sur l'anode et la cathode (comme E.M. WILLIAMS et A.S. ZINGERMAN par exemple l'avaient fait avant nous), on produit une séquence plus ou moins longue (plusieurs milliers en général) d'étincelles à peu près identiques et l'on mesure et étudie directement le volume ou le poids de métal que ce train d'étincelles arrache à l'anode et à la cathode. Cette méthode de travail semble avoir eu la préférence des expérimentateurs (NEKRACHEVITCH et MITKEVITCH, LAZARENKO etc.) pour plusieurs raisons :

a) les études faites sur l'électro-érosion ont généralement un but essentiellement pratique, à savoir de déterminer les conditions d'emploi et les performances industrielles du procédé. Il est bien évident en effet que ce qui intéresse d'abord l'utilisateur c'est de connaître par exemple la vitesse d'érosion de l'anode et l'usure relative de la cathode dans des conditions d'utilisation déterminée Les dimensions exactes du cratère d'érosion sont de peu d'importance pour lui parce que non directement utilisable. La profondeur p du cratère élémentaire d'érosion ne l'intéresse pas directement alors que la rugosité moyenne de la surface, qui pourtant lui est liée, retiendra son attention.

b) lorsque nous avons déterminé le diamètre a et la profondeur p du cratère d'érosion, nous avons vu que son volume peut s'exprimer

par la relation $v = \frac{A \pi p a^2}{8}$. Il dépend donc d'un coefficient A qui peut varier entre 0,7 et 1,4. Nous ne connaissons pas exactement dans chaque cas la valeur de A, donc de v, et d'autre part il est difficile de la mesurer avec précision. Si par contre nous étudions l'effet cumulatif d'un train d'étincelles, nous connaitron parfaitement le volume V usiné parce qu'il devient alors directement mesurable mais nous n'aurons aucun renseignement précis sur a et p.

En principe, il devrait être facile de raccorder les résultats obtenus par les deux méthodes car $V = v\ fr\ t_2$ où V est le volume arraché dans le temps t_2, v le volume du cratère élémentaire d'érosion et fr la fréquence de répétition des décharges. Dans la pratique il n'en est pas toujours ainsi pour de multiples raisons :

En premier lieu l'étude de l'électro-érosion par la méthode cumulative est en général effectuée à partir de générateurs et de machines conçues pour un usage industriel. On ne connait pas en général l'énergie de la décharge ou plus exactement l'énergie réellement présente dans le canal de la décharge et l'on ne dispose que de peu de renseignements sur des facteurs aussi importants que la durée de la décharge ou la distance entre les électrodes, qui sont difficiles à déterminer et ne se maintiennent pas rigoureusement constantes au cours de l'usinage. En effet, l'avance de l'électrode-outil est en général assurée par un servo-mécanisme qui ne peut maintenir qu'approximativement la distance entre les électrodes à une valeur fixe.

Pour des conditions d'utilisation apparemment identiques (électrodes, diélectrique, énergie absorbée au réseau, fréquence, etc.), les vitesses et les usures relatives des électrodes $\frac{V\ cathod}{V\ anode}$ vont varier très fortement d'une machine à l'autre. Les résultats obtenus ne seront valables que pour la machine qui aura servi à les obtenir et n'apporteront que peu ou pas de renseignements sur

le phénomène lui-même. On aboutit ainsi, en collectant les résultats fournis par les différents auteurs, à un faisceau de résultats sans liens apparents et de prime abord contradictoires.

D'autre part, et ceci est plus grave, même si l'on prend soin d'opérer dans des conditions nettement définies, ce qui devrait nous permettre de passer d'une méthode à l'autre, on arrive quelquefois à des divergences sérieuses entre les résultats. Nous allons montrer, par quelques exemples, qu'en fait il n'est possible de comprendre ce qui se passe en usinage qu'en utilisant concouramment les deux méthodes d'analyse.

ETUDE DE L'INFLUENCE DE DIVERS DIELECTRIQUES SUR LA VITESSE D'EROSION DE TROIS METAUX DIFFERENTS

INFLUENCE DE LA TENEUR EN CARBONE D'UN ACIER SUR SA VITESSE D'EROSIO

Pour un régime déterminé (Générateur C.N.R.S. : Volts moyens outil-pièce = 110 / I décharge = 75 / Fréquence = 1800 Hz / Tension crête = 280 v / Puissance absorbée au réseau = 7 kw), on obtient

Anode	Pétrole V en mm3/mm	N_{100} V en mm3/mm	UE_{27} V en mm3/mm
Acier à 1% de C	418	515	860
Ni	650	735	655
Mg	2020	2140	2300

TABLEAU I

sur des anodes en acier à 1 % de C, en nickel et en magnésium usinées avec des cathodes en cuivre les vitesses d'érosion résumées dans le tableau I ci-dessus.

On sait d'autre part, par l'étude à l'aide de décharges isolées, que $a_{pétrole} < a_{N_{100}} < a_{UE\ 27}$. Si l'on se reporte

à la courbe v = f (a) (graphique B VI) on constate que dans le cas du magnésium on se trouve placé sur la partie montante de cette courbe, et pour le nickel au voisinage du sommet.

Mais pour l'acier les écarts sont trop importants pour provenir simplement d'une variation du diamètre du canal de la décharge, on a en effet $\frac{V_{VE\ 27}}{V_{N\ 100}} = 1,62$. Un autre phénomène doit certainement intervenir ici. C'est ce que nous allons essayer de démontrer.

A la fin de la décharge, la surface du cratère d'érosion est à une température voisine de la température de fusion; d'autre part, dans cette zone, le diélectrique a été décomposé par l'étincelle et dans le cas qui nous intéresse on aura du carbone à l'état atomique; ce carbone, provenant de la décomposition des hydrocarbures que nous utilisons comme diélectrique, va pénétrer dans l'acier et augmenter ainsi son pourcentage en carbone. Cette augmentation du pourcentage de carbone de l'acier de l'anode sera d'autant plus importante que le diélectrique utilisé libérera plus de carbone en se décomposant. Enfin, immédiatement après l'interruption de la décharge, la surface du cratère d'érosion ne recevant plus d'énergie et étant entourée de diélectrique va subir une forte trempe due à son brusque refroidissement. Cette trempe sera d'autant plus profonde que le diélectrique sera plus visqueux *.
Les étincelles suivantes vont éroder un acier dont le % de carbone et la trempe sont différents de ce qu'ils étaient initialement.
Le tableau II (page 50) donne le rapport carbone/hydrogène et la viscosité à 100º F = 38º C des trois diélectriques employés.
On remarque que le rapport C/H et la viscosité croissent lorsque l'on passe de I à II et à III. La carbonisation et la trempe super-

* Des essais effectués antérieurement au Laboratoire nous ont montré que lorsque l'on usinait de l'acier par électro-érosion on avait toujours une trempe superficielle, la couche trempée étant d'autant plus épaisse que, toute autre condition étant égale, le diélectrique utilisé était plus visqueux.

ficielle augmenteront donc lorsque l'on passera du pétrole au N_{100} et du N_{100} à l'UE_{27}.

	Rapport $\frac{C}{H}$	Viscosité à 100º F
Pétrole	6	1,7
N_{100}	6,4	20
UE_{27}	9,2	92

TABLEAU II

INFLUENCE DU POURCENTAGE DE CARBONE D'UN ACIER SUR SA VITESSE D'EROSION

Nous allons étudier maintenant l'influence du pourcentage de carbone d'un acier sur sa vitesse d'érosion. On a (No 1 chap.I)

$$\frac{Q}{S} = \frac{2 \lambda \, Ts^c \, \sqrt{t_1}}{\sqrt{\pi k}}$$

Pour des décharges identiques, et dans des conditions identiques, on peut supposer que le pourcentage de carbone dans l'anode n'a que peu d'influence sur le diamètre du canal de la décharge. Donc S = constante.

Si nous posons $A_1 = \frac{Q}{2 S \, t_1}$ nous aurons $Ts^c = \frac{A_1 \sqrt{\pi k}}{\lambda}$

et $p = 1{,}7 \sqrt{\pi k} \sqrt{t_1} \left(1 - \sqrt{\frac{\theta ef^c}{Ts^c}}\right) = \sqrt{\pi k} \, A_2 \left(1 - \sqrt{\frac{\theta ef^c}{A_1 \sqrt{\pi k}}}\right)$

ou $p = A_2 \sqrt{\pi k} \left(1 - \sqrt{\frac{1}{A_1}} \sqrt{\frac{\theta ef^c \lambda}{\sqrt{\pi k}}}\right)$

avec $A_2 = 1{,}7 \sqrt{t_1}$

On voit donc que p dépendra uniquement de λ, k et $\theta^c ef$, qui sont eux-mêmes tributaires du pourcentage de carbone. Donc p doit aussi être une fonction du pourcentage de carbone de l'acier utilisé.

Le tableau III indique les différentes valeurs des combinaisons de λ, k et $\theta^c ef$ intervenant dans le calcul de p en unités arbitraires.

TABLEAU III

% de carbone	$\sqrt{\pi k}$	$\lambda / \sqrt{\pi k}$	$\theta^c ef$	$\theta^c ef / \sqrt{\pi k}$	$\sqrt{\frac{\theta^c ef}{\sqrt{\pi k}}}$
0	0,495	0,204	1850	377	19,60
0,08	0,455	0,203	1843	374	19,30
0,23	0,440	0,195	1827	355	18,85
0,415	0,472	0,180	1813	326	18,05
0,80	0,466	0,176	1775	313	17,70
1,22	0,458	0,174	1733	301	17,30

Nous cherchons la variation de p(c) dans les limites de validité de l'équation $p = f(a)$, c'est-à-dire ici $0{,}058 > \frac{1}{\sqrt{A_1}} > 0{,}008$

Le graphique DI donne les variations de p en fonction de % de c pour diverses valeurs du paramètre $\frac{1}{\sqrt{A_1}}$.

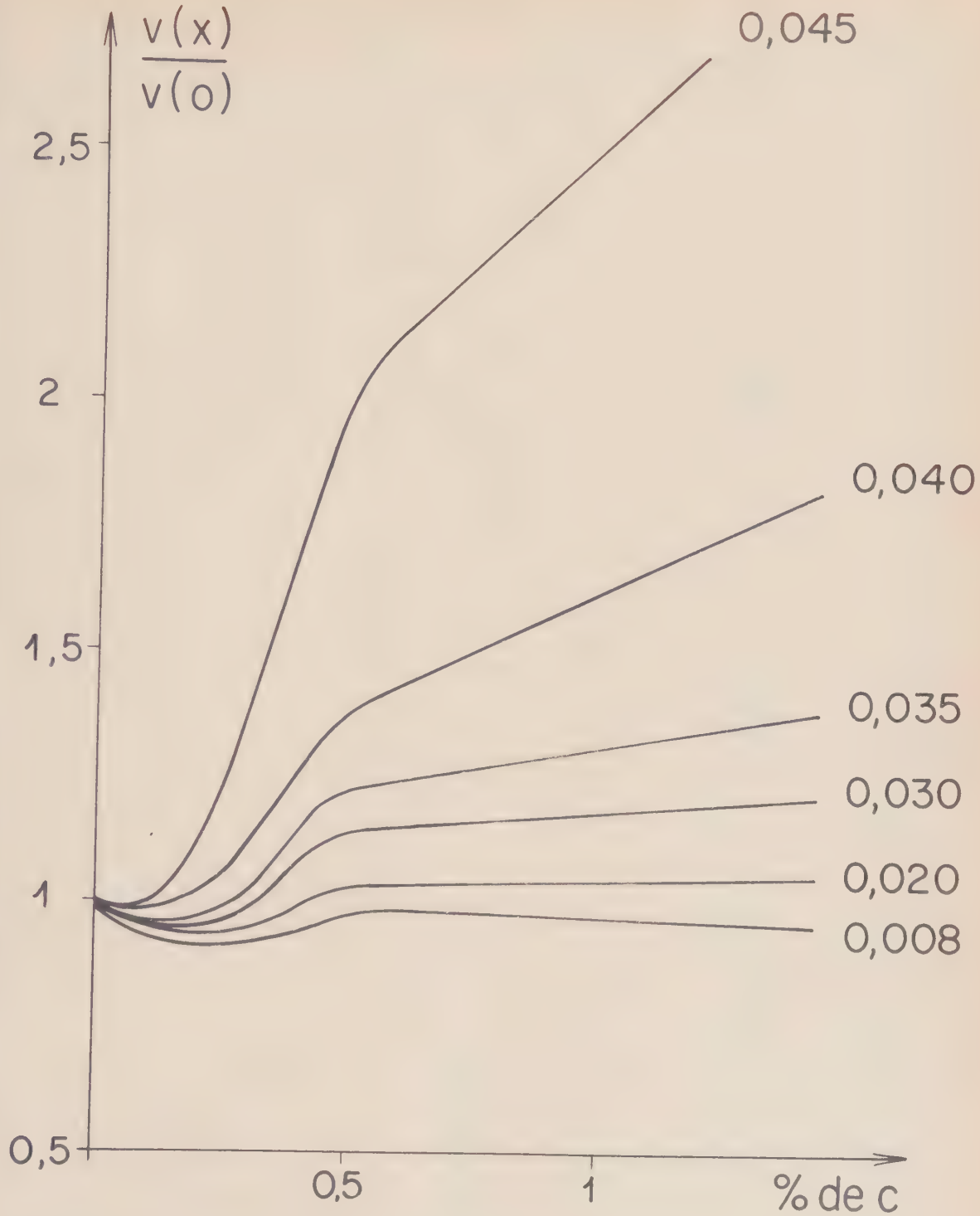
Nous savons (chapitre II) que $v = \frac{A \pi}{8} p a^2$ et comme nous avons supposé que S, donc a^2 = cte, v va varier comme p. Si nous posons v(o) = 1, le graphique D I donnera aussi les variations de v(c) en fonction du % de c pour diverses valeurs de $\frac{1}{A_1}$.

Nous allons vérifier ces résultats théoriques au moyen des essais effectués précédemment et rapportés au tableau IX du chapitre II.

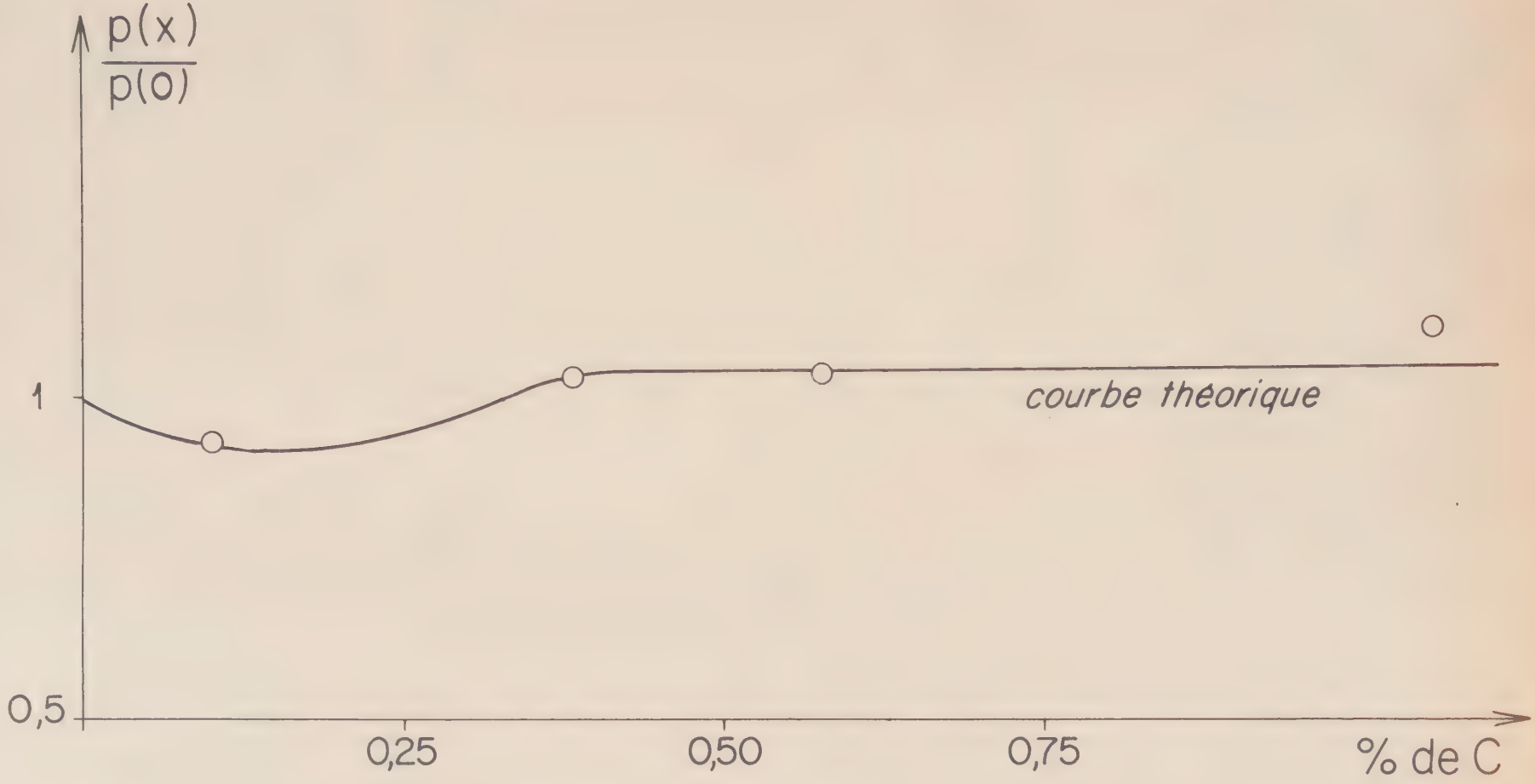
Nous avons = $6{,}55\ 10^{-2}$ joules = $1{,}56\ 10^{-2}$ cal.

$a = 380\ \mu$ $T_1 = 6\ \mu\ S$ d'où $\frac{1}{\sqrt{A_1}} \neq 0{,}019$

Le graphique D II montre que nos hypothèses sont vérifiées aux erreurs de mesure près. Ainsi est mis en lumière le rôle très

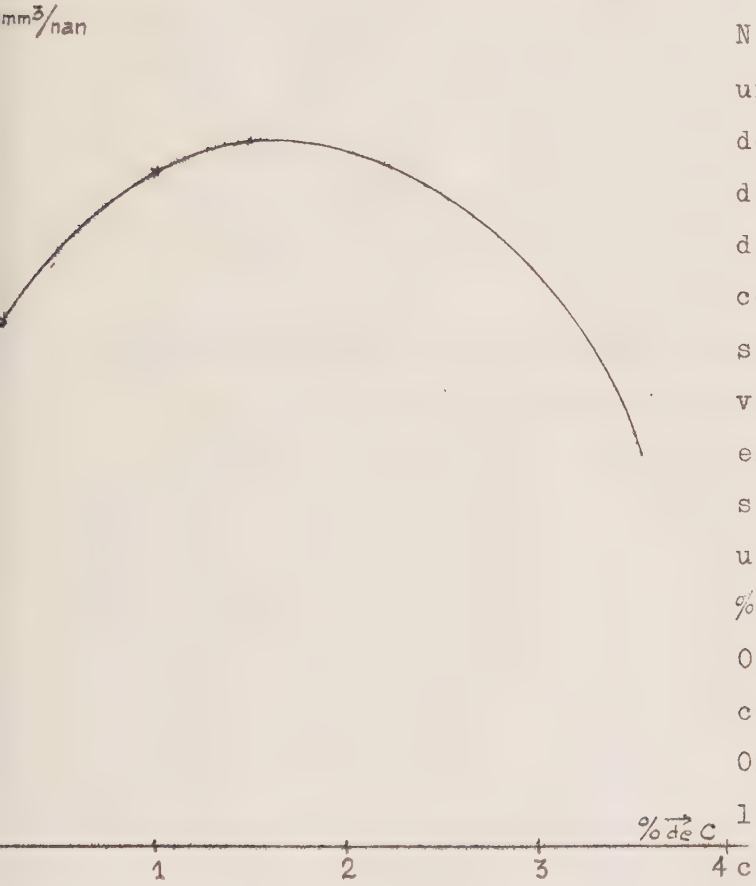


Gr. DI



Gr. D II

important que joue le pourcentage de carbone sur la vitesse d'érosion d'un acier. Suivant les valeurs de Λ_1 le rapport $\frac{V \text{ acier en \% de c}}{V \text{ fer}}$ sera très variable. L'anomalie constatée au début de ce paragraphe dans le cas de l'usinage d'un acier à 1% de carbone peut très bien s'expliquer par une augmentation plus ou moins grande du % de carbone suivant les diélectriques utilisés. La trempe doit, elle aussi, avoir un rôle sensiblement analogue du fait de son action sur λ et c.



Nous avions publié antérieurement (34) une courbe reproduite ci-contre, donnant la variation de la vitesse d'érosion d'un acier en fonction de sa teneur en carbone. Cette courbe ne présente pas la dépression caractéristique des courbes v = f (c) dans la région comprise entre 0 et 0,40% de carbone, mais si l'on suppose que le diélectrique utilisé amène une augmentation du % de carbone de l'anode d'environ 0,20%, elle se rapproche de la courbe v = f(c) pour $\frac{1}{\Lambda_1} = 0{,}040$. On remarquera qu'au-delà de 1,6%, l'augmentation de la teneur en carbone aura pour effet de diminuer la vitesse d'érosion. Si l'augmentation du % de carbone à la surface de l'acier, augmentation due au diélectrique, est très importante, on pourra avoir une diminution de l'érosion de l'acier à 1% de carbone. Nous avons repris les essais exposés au début de ce paragraphe en utilisant des cathodes en graphite pur au lieu de cathodes en cuivre; on obtient alors $\frac{V \text{ UE } 27}{V \text{ } N_{100}} = 0{,}90$ au lieu de 1,62. Ce résultat peut s'interpréter de deux façons différentes.

a) Ou bien, pour UE_{27}, le carbone apporté entre les électrodes par l'érosion de la cathode en graphite ajouté au carbone provenant du diélectrique a eu pour effet de porter le % de carbone de l'anode au-delà de 1,6% et il est alors normal que $V_{UE\ 27} < V_{N\ 100}$.

b) Ou bien, plus vraisemblablement, le carbone apporté entre les électrodes par l'érosion de la cathode est beaucoup plus important que le carbone provenant de la décomposition du diélectrique, et de ce point de vue la différence entre UE 27 et N 100 est minime et sans influence sur l'érosion de l'acier. L'écart constaté entre les vitesses s'explique alors uniquement par la variation du diamètre a du canal de la décharge, variation due à la structure du diélectrique comme c'est le cas pour les anodes en Nickel et en Magnesium.

ANALOGIE ENTRE L'INFLUENCE, SUR LA VITESSE D'EROSION D'UN ACIER, DE LA TREMPE ET DU % DE CARBONE.

De même que le % de carbone, la trempe d'un acier a pour effet de modifier légèrement les diverses constantes thermiques de celui-ci. L'influence de la trempe sur la vitesse d'érosion d'un acier doit donc être à peu près analogue à celle du % de carbone. Le tableau IV résume les résultats d'essais que nous avons effectués avec des cathodes en cuivre dans le but de mettre en évidence cette analogie. Les trempes effectuées sont des trempes à l'eau à 950ºC.

TABLEAU IV

	DIELECTRIQUES	
	UE 27 V en mm^3/mm	N 100 V en mm^3/mm
Acier à 1% de C	420	350
Acier à 0,45% de C	408	307
Acier à 1% de C (trempé à 950ºC)	425	435
Acier à 0,45% de C (trempé à 950ºC)	425	425

Pour UE 27 les différences entre les vitesses d'érosion dues au % de carbone ou à la trempe sont négligeables. On a une saturation correspondant pour l

carbone au sommet de la courbe D III. Le comportement identique de la trempe et le fait que N 100 soit, vis-à-vis de l'acier, moins trempant que UE 27 laissent présager une courbe de l'influence du degré de trempe d'un acier sur sa vitesse d'érosion analogue à D III. Nous n'avons malheureusement pas pu calculer cette courbe, ne disposant pas de données suffisantes sur les variations de , c et Θef en fonction de la trempe.

En résumé, les modifications superficielles de structure, apportées par l'électro-érosion (modifications signalées par de nombreux auteurs[14][40][41]) peuvent avoir une action marquée sur la vitesse d'électro-érosion, action qui ne peut être constatée que par l'emploi des deux méthodes d'analyse du phénomène.

Un autre exemple de modification superficielle de structure apportée par l'électro-érosion est facile à mettre en évidence. Si l'on usine une anode en cuivre avec une cathode en zinc on obtiendra, après l'usinage, une couche très mince de laiton sur la surface des deux électrodes. D'une façon assez générale, si l'on emploie deux électrodes de nature différente on a formation d'une couche superficielle d'alliage de ces deux métaux sur la surface des deux électrodes [40], ce qui entraînera fatalement une modification plus ou moins importante des conditions d'usinage. Ce phénomène ne peut être négligé mais on peut en réduire l'importance, lorsqu'il est nuisible, en employant des décharges très brèves et en augmentant la distance entre les électrodes.

INFLUENCE DE LA NATURE DE LA CATHODE SUR LA VITESSE D'EROSION DE L'ANODE.

Nous avions montré antérieurement[34] l'influence, pour un régime d'usinage donné, de cathodes en cuivre, en laiton et en zinc, sur l'érosion d'anodes de natures diverses. Il devient possible, au moyen des indications fournies par le chapitre II, d'interpré-

ter ces résultats qui sont résumés au tableau V.

TABLEAU V

cathodes / anodes	Cu V en mm3/mm	Laiton Cu 60% Zn 38% Pb 2% V en mm3/mm	Zn V en mm3/mm
Pb	3200	4000	3560
Mg	2080	3800	3070
Al	960	2130	2170
Zn	1210	1650	1020
Ni	640	515	205
Fe	410	410	195
Cu	190	420	195

Nous avons vu précédemment qu'une cathode en zinc élargira plus le canal de la décharge qu'une cathode en cuivre. Le laiton étant un alliage de cuivre et de zinc aura une action intermédiaire (voir chapitre II),

$$a_{Cu} < a_{laiton} < a_{Zn}$$

On devrait donc s'attendre à avoir des vitesses d'érosion, lorsque l'on utilise des cathodes en laiton, intermédiaires à celles obtenues avec des cathodes en cuivre et des cathodes en zinc. Or le tableau V nous indique que cela ne se produit que pour l'usinage du nickel. Si l'on se reporte à la courbe v = f(a) (graphique B VI), on constate que pour avoir $V_{Cu} < V_{laiton} < V_{Zn}$ ou $V_{Cu} > V_{laiton} > V_{Zn}$ il faut que a_{Cu}, a_{laiton} et a_{Zn} soient tous trois $>$ ou $<$ que $a = \frac{2\ a_M}{3}$. Comme la seule relation qui existe entre a_{Cu}, a_{laiton} et a_{Zn} est celle qui est indiquée plus haut, il est normal qu'il puisse arriver que a_{Cu}, a_{laiton} et a_{Zn} se trouvent répartis de part et d'autre de $a = \frac{2a_M}{3}$, ce qui donne cet aspect apparemment incohérent aux résultats du tableau IV.

Nous pouvons analyser de même, à titre d'exemple, les donnée de K. ALBINSKI[42] qui a déterminé la vitesse d'érosion de l'acier en fonction de diverses cathodes et de la capacité du circuit de décharge. Le circuit utilisé est du type Kohlshutter-Lazarenko. Les

résultats sont reproduits sur le graphique D IV. Les courbes s'y chevauchent et s'y recoupent d'une manière anarchique.

Tous les essais ont éffectués à 220 volts. L'énergie de la décharge variera donc proportionnellement à la valeur de la capacité Des divers renseignements fournis par l'auteur (I_{cc} f(c), $f_r = \frac{1}{tc} = \frac{1}{4,6\ Rc}$, etc) nous pouvons tirer le tableau VI qui caractérise les divers régimes.(Les données figurant dans ce tableau sont relatives et ne peuvent servir qu'à définir un régime par rapport à un autre).

TABLEAU VI

C	Icc	R	Rc	fr	
300	34	6,5	195	514	3
350	38	5,8	203	494	3,5
400	42	5,25	210	476	4
450	44,5	4,95	222	450	4,5
500	47	4,75	240	417	5

C = capacité du circuit de décharge

R = résistance du circuit de charge

fr = fréquence des décharges

= énergie d'une décharge

Icc = courant de court-circui

tc = temps de charge du condensateur.

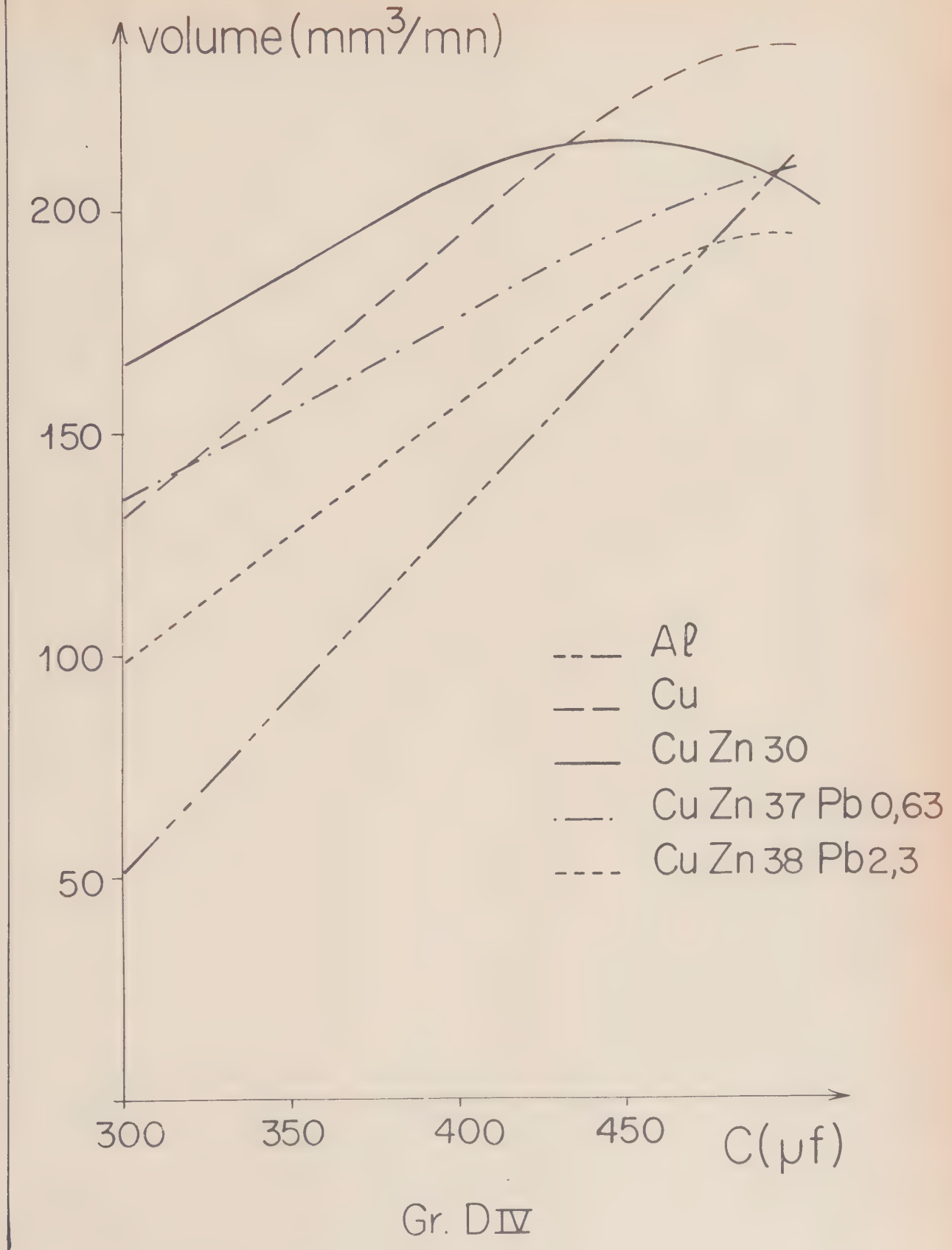
Le graphique D IV donne la vitesse d'érosion en mm3/mm, mais étant donné que la fréquence fr varie avec la capacité C, pour pouvoir comparer les volumes statistiques moyens des cratères élémentaires d'érosion entre eux, nous devons diviser la vitesse par la fréquence. Les résultats sont portés sur le graphique D V.

Traçons maintenant les courbes v = f (a) pour C = 300, 350, 400, 450 et 500 µF (graphique D VI). Nous avons pour cela utilisé deux données V_M et a_M. Nous savons (relation II (12) que $V_M = K_1$ et que

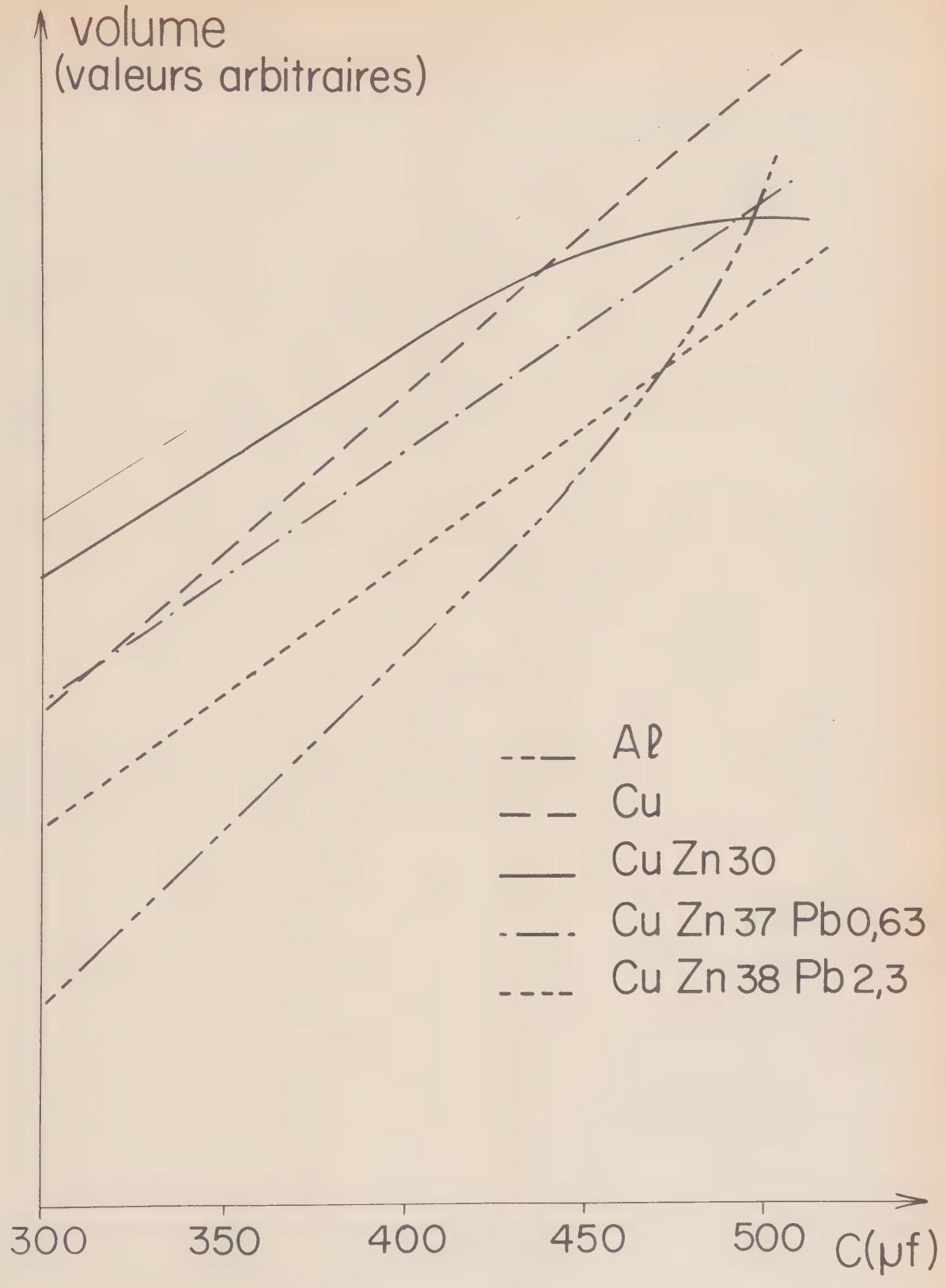
$$a_M = \sqrt{\frac{4\ S_M}{\pi}} = K_2 \sqrt{S_M}$$

Comme $S_M = K_3 \frac{\rho}{\sqrt{td}}$ où td est la durée de la décharge, on a $a_M = K_4 \sqrt{\frac{\rho}{\sqrt{td}}}$ (K_1, K_2, K_3 et K_4 étant des constantes).

En admettant que td soit dans un circuit de ce type propor-


volume (mm³/mn)
200
150
100
50
300
350
400
450
C(µf)
Al
Cu
Cu Zn 30
Cu Zn 37 Pb 0,63
Cu Zn 38 Pb 2,3

Gr. D IV


volume
(valeurs arbitraires)
Aℓ
Cu
Cu Zn 30
Cu Zn 37 Pb 0,63
Cu Zn 38 Pb 2,3
300
350
400
450
500
C(µf)

Gr. D V

tionnel à C, le tableau VII donne v_M, $\sqrt{td}$, S_M et a_M en valeurs relatives.

TABLEAU VII

C	V_M	td	S_M	a_M
300	3	1,73	1,73	1,275
350	3,5	1,87	1,87	1,37
400	4	2	2	1,415
450	4,5	2,12	2,12	1,455
500	5	2,24	2,24	1,5

Les cathodes utilisées par Albinski sont Al, Cu, Cu Zn30, Cu Zn 37, Pb 0,63 et Cu Zn 38 Pb 2,3. Etant donné ce que nous savons (chapitre II) de l'action de Al, Cu, Zn et Pb sur le diamètre du canal de la décharge, on doit avoir

$$a_{Al} < a_{Cu} < a_{Cu\ Zn\ 30} < a_{Cu\ Zn\ 37\ Pb\ 0,63} < a_{Cu\ Zn\ 38\ Pb\ 2,3}.$$

Le tableau VIII donne les valeurs de v pour les diverses cathodes et C = 300, 350, 400, 450 et 500 μ F.

TABLEAU VIII

C cathodes	Al	Cu	Cu Zn 30	Cu Zn 37 Pb 0,63	Cu Zn 38 Pb2,3
300	42	107	133	109	79
350	78	140	158	138	113
400	116	173	182	158	136
450	157	207	200	183	160
500	210	236	206	208	190

On porte les différentes valeurs des volumes des cratères d'érosion données par le tableau VIII sur les courbes correspondantes du graphique D VI. On constate que l'ordre des cathodes est parfaitement respecté. Lorsque l'énergie de la décharge augmente, le diamètre du canal de la décharge croît de manière sensiblement égale, quelles que soient les cathodes, et le phénomène apparait ici parfaitement cohérent. L'aspect anarchique des courbes des graphiques D IV et D V provient uniquement de la forme de v=f (a)

et de la non linéarité de la relation v = f(a).

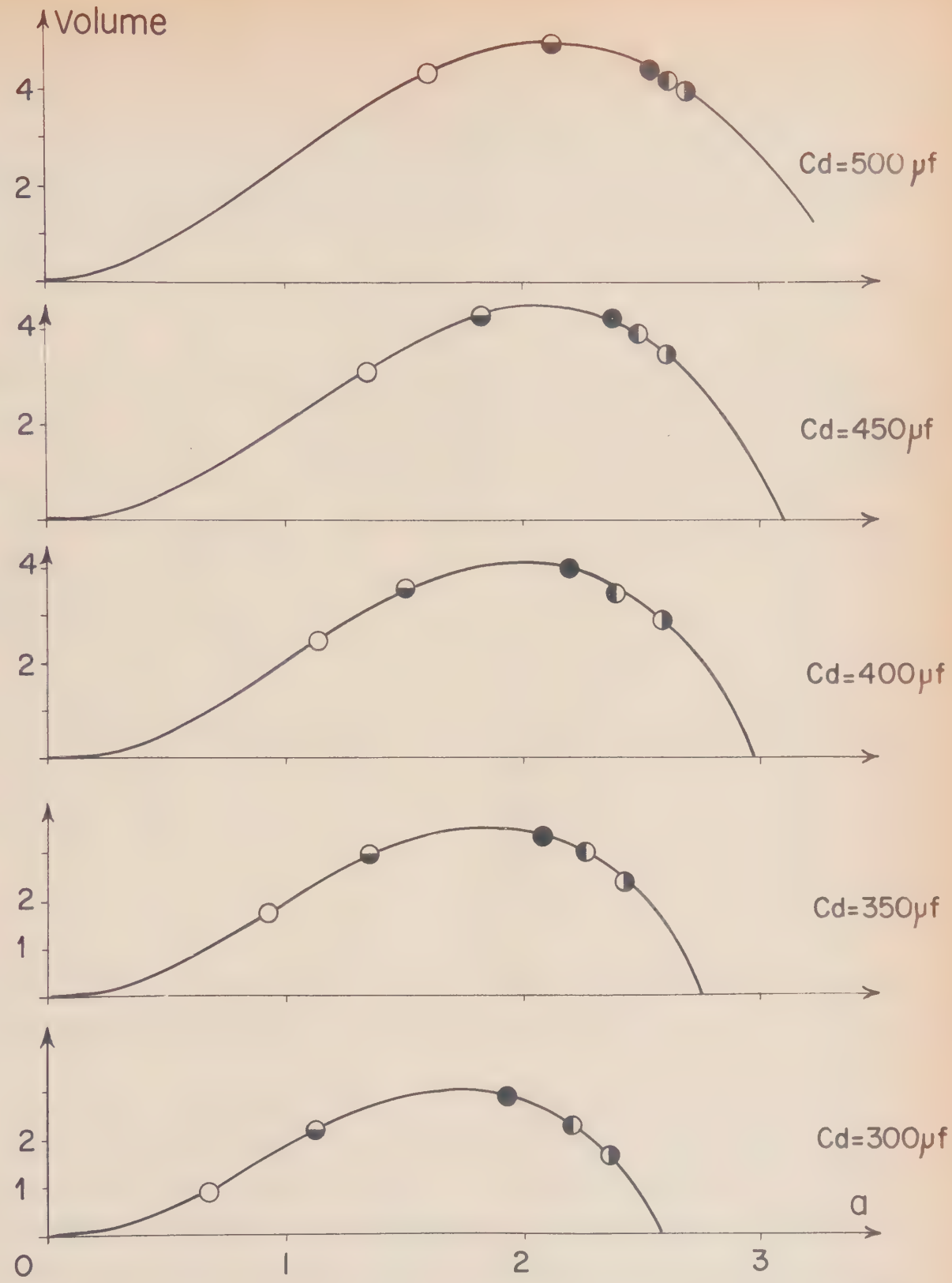
Nous avons porté en pointillé sur le graphique D V les valeurs de v_M en fonction de C. Cette courbe représente le volume maximum que la décharge peut arracher à l'anode en acier, quelle que soit la cathode employée.

Nous avons admis précédemment que td était proportionnel à C. En réalité, nous ne connaissons pas la loi de variation de td en fonction de C, mais quelle que soit cette loi l'allure générale du phénomène est respectée, seule la croissance de a_M en fonction de C est changée. Elle peut être plus ou moins rapide que celle que nous indiquons sur le graphique D VI. Nous avons laissé de côté le cas de la cathode Cu Zn 13, dont le rôle ne peut être interprété de cett façon.

INFLUENCE DE LA TEXTURE DE LA CATHODE SUR LA VITESSE D'EROSION DE L'ANODE.

ELECTRODES FRITTEES

Une série d'essais, que nous avions entrepris sur une suggestion de M. BRUMA, pour déterminer l'action, sur la vitesse d'érosion de l'acier à 1% de carbone, de cathodes en cuivre fritté contenant en de faibles proportions divers oxydes, carbures ou hydrures métalliques, avaient mis en relief des augmentations de l'érosion de l'acier de l'ordre de 50 à 60% par rapport à l'érosion obtenue à partir de cathodes en cuivre pur de texture normale. Mais nous nous sommes aperçus par la suite que des électrodes en cuivre pur fritté donnaient sensiblement les mêmes résultats, alors que des électrodes en cuivre fondu contenant de faibles pourcentages de ces mêmes corps donnaient à peu près la même vitesse d'érosion que le cuivre pur fondu. L'augmentation de vitesse initialement constatée ne provenant donc pas, tout au moins pour le gros du phénomène,


Volume
4
2
Cd=500 μf
4
2
Cd=450μf
4
2
Cd=400μf
2
1
Cd=350μf
2
1
Cd=300μf
a
0
1
2
3
○ - Al
◒ - Cu
● - Cu Zn 30
◐ - Cu Zn 37 Pb 0,63
◑ - Cu Zn 38 Pb 2,3

Gr. DVI ___

des éléments que nous avions incorporés au cuivre mais bien du frittage. C'est ce qui nous a conduit à étudier l'influence sur la vitesse d'érosion de l'acier à 1%C des conditions de frittage (Pression de compression, température de la cathode). Les divers résultats obtenus sont rapportés au tableau IX.

TABLEAU IX

Cathode	Etat	Pression de compression tonne/cm2	Température de frittage ° C	Pression de recompression	Vitesse d'érosion mm3/mm
Cu	fondu				420
Cu	fritté	3	900	6	600
Cu + 1% de carbure de Mo	fondu				420
" "	fritté	3	900	6	610
Cu + 2% d'hydrure de Ti	fritté	3	950	6	605
" "	"	3	800	6	655
" "	"	2	950	6	655
" "	"	2	800	6	695
" "	"	1	950	6	675
" "	"	1	800	6	715
Cu + 0,5% de Silicium	"	3	900	6	600

Ces résultats indiquent clairement que le frittage et les conditions de frittage de la cathode ont un rôle beaucoup plus important sur la vitesse d'érosion de l'anode que la nature des éléments que nous avons mélangés au cuivre. Or le frittage agit essentiellement sur la texture de la cathode. Une électrode frittée a une texture plus lâche qu'une électrode fondue. D'autre part, dans les électrodes frittées, plus la pression de compression et la tempéra-

t ...

ture de frittage seront faibles, plus la texture sera lâche.

Nous avons complété cette étude par quelques essais à une seule décharge. Les résultats que nous avons déjà donnés aux tableaux VI, VII et IX du chapitre II sont reportés aux tableaux suivants.

No 1 = Cu + 0,5% Si

No 5 = Cu + 2% hydrure de Ti

Frittage 3 - 900 - 6

TABLEAU XIa

φ = 4,7 10^{-2} joules, t=6µ S					
Diélectrique Dodécylbenzène					
cathode			Anode		
	a	p		a	p
Cu	392	14	Cu	346	19
No 1	400	9	Cu	360	20
Cu	410	14	No 1	360	12

TABLEAU XIb

φ = 4,7 10^{-2} joules, t=6µ S					
Diélectrique air					
Cathode			Anode		
	a	p		a	p
Cu	424	12	Fe	575	7
No 1	460	7,5	Fe	617	5,5
No 5	480	6	Fe	642	5

TABLEAU XIc

φ = 6,55 10^{-2} joules, t=6µ S					
Diélectrique dodécylbenzene					
Cathode			Anode		
	a	p		a	p
Cu	398	18	Fe	380	13,5
No 1	406	11	Fe	408	13,5
No 5	406	10	Fe	418	13

On constate sur ces tableaux que, quels que soient le diélectrique ou le régime utilisés, lorsque l'on remplace une électrode en cuivre fondu par une électrode en cuivre fritté,* le diamètre du canal de la décharge, donc des cratères anodiques et cathodiques, est augmenté. D'autre part le cratère d'érosion est beaucoup plus profond dans le cuivre fondu que dans le cuivre fritté, ce qui est normal. En effet, la texture étant plus lâche, ρ mais surtout λ vont être plus faibles pour les électrodes frittées, alors que c va certainement peu varier. La diffusion étant plus faible, l'isotherme θ^cef pénétrera moins dans l'électrode et le cratère d'érosion sera par conséquent moins profond.

Le cratère d'érosion étant moins profond, la quantité de cuivre arrachée à la cathode va être plus faible que dans le cas du cuivre fondu mais, l'énergie qui intervient dans l'érosion étant la même dans les deux cas, le métal arraché à la cathode sera dans le cas du frittage beaucoup plus fortement volatilisé et ionisé que dans le cas du cuivre non fritté. Ceci est corroboré par les résultats de L.S. PALATNIK et A.N. LIULICHEV(44) qui déduisent de leurs expériences que "L'augmentation de la porosité des électrodes ..... donne un plus faible transfert (de l'énergie) entre le canal de la décharge et l'électrode et une plus forte vaporisation du métal de l'électrode".

Le cuivre, qui sera présent dans le canal de la décharge, sera plus fortement ionisé et son action sur r(t) = diamètre du canal de la décharge sera plus importante, ce qui explique l'augmentation de r(t) dans le cas d'une cathode en cuivre fritté. Les divers éléments que nous avions incorporés dans ces électrodes frittées peuvent avoir eux aussi une action sur le diamètre du canal de la décharge, puisqu'ils agissent sur la texture et sur le coefficient

---

* Les électrodes No 1 et No 5 ne sont pas en cuivre fritté pur mais nous avons vu plus haut (tableau IX) que la présence de 0,5% de Si ou de 2% d'hydrure de Ti avait un effet négligeable par rapport à celui du frittage.

de diffusion thermique de l'électrode. Mais étant donné les faibles pourcentages utilisés, cette action est moins importante que le frittage lui-même.

Suivant le régime, le diélectrique et le générateur d'étincelles utilisés, cet élargissement du canal de la décharge se traduira par une augmentation plus ou moins grande ou par une diminution de la vitesse d'érosion de l'anode. Ceci explique que l'emploi d'électrodes frittées, outre le fait que leur prix de revient soit assez élevé, ait pu paraître sans intérêt[43].

CONCLUSION :

Les quelques exemples donnés dans ce chapitre montrent que, pour comprendre et résoudre certains problèmes que peut poser l'usinage par électro-érosion, il est nécessaire de recourir à une méthode d'analyse du phénomène (étude du cratère élémentaire d'érosion) qui, au premier abord, pourrait paraître superflue puisque nous connaissons déjà les vitesses d'érosion et la fréquence des décharges, mais qui seule en fait permettra d'arriver à une certaine compréhension des processus mis en oeuvre.

C H A P I T R E IV

BREF SCHEMA D'ENSEMBLE DE L'ELECTRO-EROSION.-

Nous allons donner maintenant un schéma d'ensemble très simplifié de l'électro-érosion, schéma qui aura simplement pour but de mettre en ordre les divers éléments intervenant dans le phénomène et de relier entre eux les divers aspects que nous avons étudiés plus en détail précédemment.

Soit deux électrodes distantes de d cm et séparées par un milieu diélectrique. Si l'on applique entre ces deux électrodes une différence de potentiel de V_{volts} à l'aide d'un générateur G, et si $E = \frac{V}{d}$ est supérieur à la force de rupture du diélectrique, on va avoir formation d'un canal conducteur de courant entre les deux électrodes. Le processus de formation de ce canal conducteur est à peu près connu pour les gaz depuis les travaux de TOWNSEND, MEEK etc. On peut grossièrement le schématiser comme suit :

Les électrons émis par la cathode sont accélérés par le champ E et lorsque leur énergie sera suffisante ils vont ioniser par chocs des molécules du diélectrique provoquant l'apparition de nouveaux électrons. Si la fréquence des chocs ionisants est suffisante, on aboutit à une multiplication rapide d'électrons et ions positifs. Un canal de plasma conducteur sera ainsi créé entre les électrodes. Suivant les valeurs de E, de d et de la pression p du gaz, différents processus peuvent concourir à la formation de ce filament conducteur. Il est sans intérêt de les analyser en détail ici. L'électro-érosion commence lorsque ce filament est créé et n'est que très

peu influencée par la manière dont il se crée.

Lorsque le diélectrique est liquide, les conditions de formation du canal conducteur sont moins bien connues. Quel que soit le processus exact de formation de la décharge, il sera en général d'une durée inférieure à 10^{-7} secondes, c'est-à-dire négligeable par rapport à la durée de l'étincelle. Cette partie de l'étincelle aura peu d'influence sur l'électro-érosion et le seul résultat qui nous intéresse est que si $E = \frac{V}{d} > Em$ (force de rupture du diélectrique), on aura une étincelle. Em ne dépend pas de la nature des électrodes, tout au moins dans le cas où E est à peu près uniforme[45]. Par contre, la présence d'impuretés au sein du diélectrique a une action primordiale sur l'initiation de la décharge[46].

A partir du moment où il a été créé, le filament conducteur va être le siège d'un courant diélectrique intense dépendant essentiellement des caractéristiques du générateur G. Ce courant va provoquer une brusque élévation de la température du canal de décharge par effet Joule et donner ainsi naissance à une onde de choc qui se propagera dans le diélectrique. La section du canal de la décharge sera déterminée par les phénomènes hydrodynamiques et électrodynamiques qui se produisent en son sein. Son rayon r(t) va croître avec la durée de la décharge, tout au moins tant que les forces magnétiques du "pinch effect" ne seront pas suffisantes pour balancer l'effet des forces électro- et hydrodynamiques de répulsion. Pour une étincelle se produisant entre des électrodes séparées par une distance très faible (quelques dizaines de microns comme c'est le cas en électro-érosion), les pertes d'énergie par conduction dans le diélectrique et par rayonnement seront négligeables. Par contre, aux extrémités du canal de décharge en contact avec les électrodes, l'énergie se transmettra au métal de l'électrode, qui sera fondu dans une zone comprise entre la surface et l'isotherme $\Theta^{c}ef$. Le métal fondu sera expulsé dans l'espace entre les électrodes par l'agitation qui règne dans le canal de décharge. Une partie du métal arraché aux électrodes

tombera dans le canal de décharge et influera sur son diamètre.

Au cours de la décharge, la répartition de l'énergie φ dans l'étincelle ne sera ni constante ni uniforme. Au début, la plus grosse partie de l'énergie φ se dirigera vers l'anode (électrons projetés de la cathode ou engendrés au sein du diélectrique), mais au fur et à mesure que l'étincelle aura une durée plus grande, les ions positifs provenant du diélectrique et surtout du métal arraché à l'anode atteindront la cathode en plus grand nombre, lui amenant une part de plus en plus importante de l'énergie φ. $\frac{\varphi \text{ intervenant dans l'érosion de la cathode}}{\varphi \text{ intervenant dans l'érosion de l'anode}}$ * croîtra donc avec la durée de l'étincelle et comme le volume arraché à chaque électrode est sensiblement proportionnel à l'énergie qui l'usine, l'usure, c'est-à-dire $\frac{V \text{ arraché à la cathode}}{V \text{ arraché à l'anode}}$, augmentera aussi avec la durée de la décharge.

C'est à cette variation de la répartition de l'énergie de la décharge qu'est due la complexité du phénomène d'électro-érosion. Si la décharge est très brève et de faible énergie, une part non négligeable de cette énergie sera utilisée dans la formation du canal de décharge, et l'énergie φ_a qui usinera l'anode ne sera qu'une partie de l'énergie de la décharge. Si la décharge est brève, mais d'énergie φ nettement supérieure à celle nécessaire à la création du canal de décharge, l'anode recevra une part importante de φ, on aura $\frac{\varphi_a \varphi_c}{\varphi_a}$ tendant vers φ. A mesure que la durée de l'étincelle croîtra augmentera, c'est-à-dire que φ_c augmentera et que φ_a diminuera. On doit toutefois remarquer que φ_c croîtra plus vite que φ_a ne diminuera. En effet on peut avoir $\varphi_c + \varphi_a > \varphi$ car φ_c est l'énergie apportée à la cathode par les ions positifs arrachés à l'anode, mais une part importante de cette énergie

---

* Q_a et Q_c sont les énergies apparentes intervenant dans l'électro-érosion; c'est-à-dire les Q_a et Q_c qui, à partir des équations 1 et 5 chapitre I, rendent compte de la formation des cratères.

provient de celle qui a usiné l'anode, c'est-à-dire de ρ_a . Enfin, si la durée de la décharge se prolonge, on aboutit à la formation d'un arc. Les pertes par conduction dans le métal et dans le diélectrique absorberont une part plus importante de l'énergie, ρ_a diminuera fortement et le rendement théorique de l'arc (Energie présente entre les électrodes / Erosion de l'anode) sera plus faible que celui de l'étincelle. Par contre, l'érosion de la cathode augmentera, sans toutefois atteindre un rendement comparable à celui de l'érosion de l'anode dans le cas de l'étincelle, car l'érosion de la cathode n'est qu'un "choc en retour" de l'érosion de l'anode. L'arc est d'ailleurs beaucoup moins intéressant, du point de vue de l'utilisation de l'électro-érosion pour l'usinage des métaux, que l'étincelle pour une autre raison. Le temps d'action de l'énergie étant plus long pour un arc, la surface d'une pièce usinée par arc aura toujours à vitesse d'érosion égale, une rugosité beaucoup plus grande q'une pièce usinée par étincelles *.

Immédiatement après l'arrêt de la décharge, arrêt imposé par le générateur G, la vapeur métallique, en partie ionisée, arrachée aux électrodes, va se trouver précipitée dans le diélectrique qui vient de nouveau remplir l'espace compris entre l'anode et la cathode. Cette vapeur métallique va alors brusquement se condenser sous forme de fines gouttelettes sphériques, de dimensions très variables (Photo No I). On pourra d'ailleurs retrouver aussi certaines de ces gouttelettes qui seront venues se condenser sur les électrodes (Photo Nos V et VI), diminuant ainsi la vitesse apparente d'érosion. Lorsque les électrodes sont friables (cuivre fritté avec une pression de compression d'une tonne/cm2 et à température de 800ºC par exemple,

---

* Si à l'heure actuelle l'usinage par arcs ou électro-impulsion peut sembler plus intéressant que l'électro-érosion pour l'obtention de grandes vitesses d'érosion, cela vient surtout de ce que les générateurs d'électro-impulsions ont de bien meilleurs rendements électriques que les générateurs d'électro-érosion, mais ceci n'est certainement que très provisoire et l'électro-érosion est le procédé qui semble avoir le plus d'avenir.

l'onde de choc est suffisamment puissante pour arracher des particules de métal aux électrodes sans qu'il n'y ait de fusion

Elle peut aussi, comme c'est le cas avec des électrodes en plomb, provoquer des déformations plastiques nettement visibles

A la fin de la décharge, la surfacedes cratères est constituée de métal à une température voisine de la température de fusion. Ce métal ramolli est en présence de vapeur partiellement ionisée, constituée de métal de l'anode et de la cathode et des produits de la décomposition du diélectrique par l'étincelle. On comprend que, dans ces conditions, une action chimique intense puisse avoir lieu entre ces divers éléments et amener la formation d'alliages, de carbures ou d'oxydes (suivant les diélectriques employés) à la surface des cratères. D'autre part, le brusque refroidissement intervenant en fin de décharge va provoquer d'importantes modifications de structure à la surface du cratère sur des épaisseurs variables. Les surfaces en regard des électrodes vont avoir, après la décharge, une composition et une structure différentes de ce qu'elles étaient auparavant.

Lorsque de nouvelles étincelles éclateront sur ces surfaces déjà usinées, le phénomène sera modifié et nous n'aurons plus les mêmes conditions d'usinage que précédemment, d'où une modification,qui pourra être très importante,des dimensions des nouveaux cratères d'érosion que nous obtiendrons avec des décharges pourtant identiques. De même, si le diélectrique n'est pas suffisamment renouvelé entre chaque étincelle,ces caractéristiques vont être profondément modifiées par la présence des particules métalliques arrachées aux électrodes et des produits de sa propre dégradation par les étincelles.(Pour des hydrocarbures par exemple ces produits de décomposition seront le carbone, l'hydrogène et divers hydrocarbures liquides ou gazeux, à chaîne plus courte que celle du diélectrique employé). Nous retrouverons une partie de ces déchets

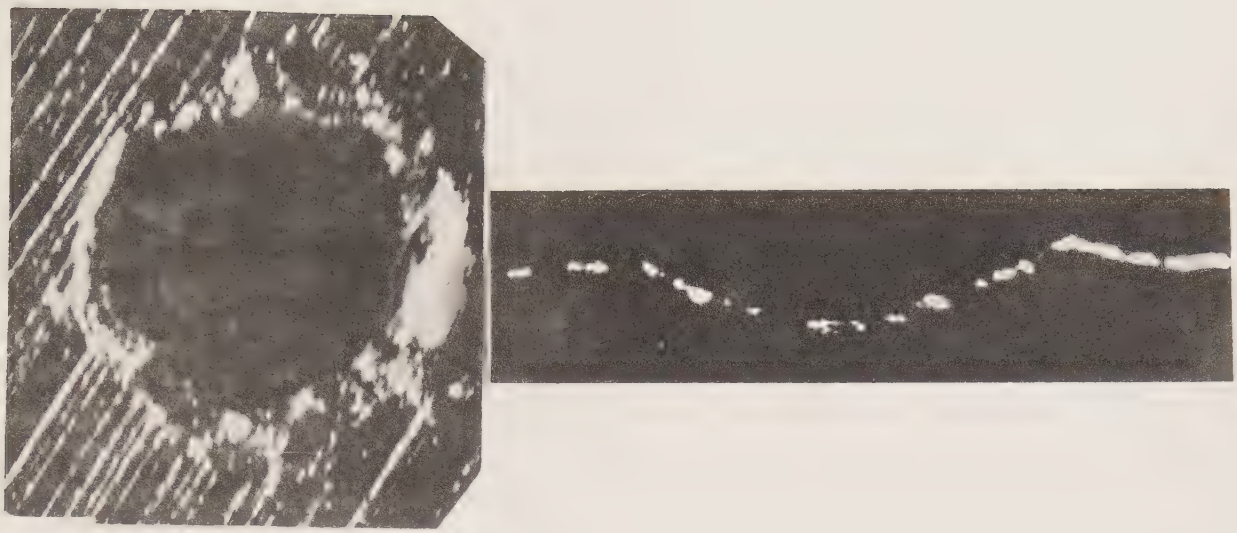


Photo V : Cratère d'érosion et son profil vu en "coupe optique"

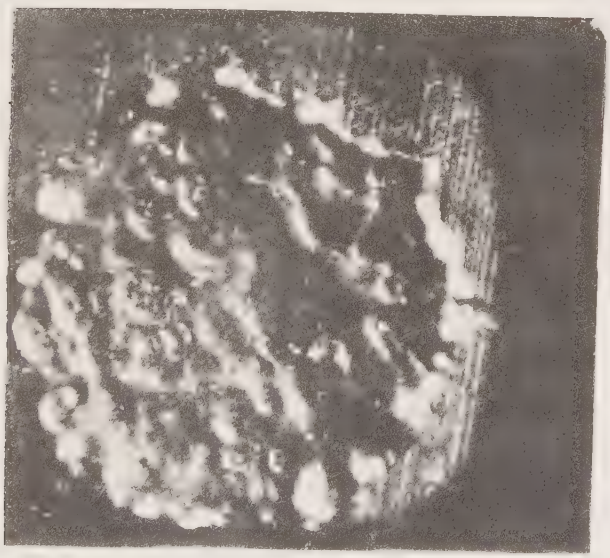


Photo VI : Cratère "sale"

sous forme de boue en filtrant le diélectrique à la fin de l'usinage, l'autre partie s'étant évaporée sous forme de fumées.

C H A P I T R E V

QUELQUES REMARQUES AU SUJET DE L'UTILISATION DE L'ELECTRO-EROSION POUR L'USINAGE DES ELECTRO-CONDUCTEURS.

Rendement optimum théorique de l'électro-érosion :

Nous avons vu, au chapitre I, que le volume maximum que peut arracher une étincelle d'énergie $_1$ à un métal est donné par la relation :

$$V_M = A\ K\ \frac{1,7\pi}{27}\quad \frac{\rho_1}{c\rho\theta^c ef} \qquad \text{(équation B)}$$

Nous allons étudier, à l'aide de cette équation, l'influence des divers paramètres de la décharge sur V_M.

a) Durée t_1 de la décharge

Le temps t_1 ne figure pas explicitement dans cette équation, mais nous savons qu'elle n'est valable que si l'inégalité

$$\frac{8\pi\ \lambda\ \sqrt{k}\ \theta^c ef\ t_1\ \sqrt{t_1}}{\rho_1} < 5.10^{-2}$$

ou $t_1\ \sqrt{t_1} < \frac{5.10^{-2}\ \rho_1}{8\pi\lambda\ \sqrt{k}\ \theta^c ef} = t_{1m}\ \sqrt{t_{1m}}$

est vérifiée. Ce qui impose une limite supérieure à la durée de la décharge, si l'on veut que l'érosion soit maximum. En effet, si $t_1 > t_{1m}$, la pénétration de l'isotherme $\theta^c ef$, donc de la profondeur p du cratère élémentaire d'érosion, sera inférieure à $1,7\sqrt{\pi k\ t_1}$ (1-a et le volume arraché sera $< V_M$.

Il semble donc que l'on ait intérêt à ce que la durée t_1 de la décharge soit la plus courte possible. Mais ici aussi nous allons

être limités. Nous avons supposé au chapitre I que toute l'énergie de la décharge atteint et usine l'anode, les pertes par rayonnement et par conduction dans le diélectrique étant négligeables. Ceci n'est valable en fait que si la distance entre les électrodes est inférieure à $\frac{a}{2} = \frac{\text{diamètre du canal de la décharge}}{2}$. Dans ces conditions en effet, la surface du canal de l'étincelle en contact avec le diélectrique est plus faible que la surface en contact avec les électrodes et, comme le coefficient de conductibilité thermique du diélectrique est beaucoup plus faible que celui du métal des électrodes, notre hypothèse est justifiée. Mais si la durée de la décharge est très courte, il va arriver un moment où le diamètre du canal de décharge $a = 2\ r(t)$ sera du même ordre de grandeur, ou même plus faible, que la distance d séparant les électrodes. Dans ces conditions, les pertes dans le diélectrique peuvent n'être plus négligeables et seule une partie de l'énergie $\mathcal{Q}_1$ de la décharge pourra usiner l'anode. Nous serons donc limités aussi du côté des faibles valeurs de t_1.

b) Forme de la décharge. We = f (t)

Nous avons vu précédemment (chapitre I page 12) que l'on peut déterminer un facteur K qui permet de déterminer l'efficacité d'une décharge en fonction de la forme de sa courbe We = f(t) où We est l'énergie instantanée de la décharge.

Dans la pratique, les étincelles sont présque toujours obtenues par décharges de condensateur K, donc V_M sera maximum si R étincelle $= 2\sqrt{\frac{L}{C}}$. Le rendement sera encore satisfaisant pour $0{,}80 < \frac{Re}{\text{[illegible]}} < 1{,}20$ (Graphique B II). Mais on ne peut pas calculer directement la résistance de l'étincelle. On sera donc obligé, pour obtenir un rendement convenable, de procéder par tâtonnements, à l'aide d'un oscilloscope et d'une self par exemple, un réglage du circuit de décharge qui, en outre, ne devra comporter, ainsi que nous l'avons déjà noté précédemment, aucune autre résistance que

celle de l'étincelle.

c) Diamètre du canal de la décharge.

La valeur V_M est obtenue pour a = diamètre du canal de la décharge = $\frac{2\ a_M}{3}$. Si a_M est facile à déterminer,

$$a_M = \sqrt{\frac{4\ K \rho_1 \sqrt{\pi k}}{2\pi\lambda\ \theta^c ef\ \sqrt{t_1}}}\ ,$$

a ne peut être déterminé qu'expérimentalement. Ici aussi, pour se rapprocher des conditions optima, on doit opérer par tâtonnements en agissant sur a par un choix adéquat de la distance entre les électrodes, du diélectrique, de la cathode et de la durée t_1 de la décharge. Ce réglage du diamètre du canal de l'étincelle doit être effectué pour tous les régimes et pour tous les métaux que l'on veut usiner. En effet, la nature de l'anode ayant elle-même une action sur le diamètre du canal de la décharge, la cathode, le diélectrique, la distance entre les électrodes et la durée de la décharge doivent être choisies en fonction de cette anode.

d) Forme du cratère élémentaire d'érosion.

Nous avons vu (chapitre I) que A est un facteur numérique qui, suivant la valeur du rapport $\frac{p}{a}$ peut varier de 0,7 à 1,4 environ. Nous aurons intérêt à ce que A soit le plus proche possible de sa valeur maximum, c'est-à-dire que $\frac{p}{a}$ soit le plus faible possible[34].

$$\frac{p}{a} = \frac{3\ p_M}{3.2\ a_M} = \frac{p_M}{2\ a_M} = \frac{1,7\ \sqrt{\pi k\ t_1}\ \sqrt{2\pi\lambda\ \theta^c ef\ \sqrt{t_1}}}{4\ \sqrt{K \rho_1\ \sqrt{\pi k}}}$$

Le seul paramètre sur lequel nous pouvons agir ici est t_1. On aura intérêt à choisir t_1 le plus petit possible, tout en tenant compte de(a).

e) Valeurs de V_M pour quelques métaux

On peut considérer que dans la pratique K = 0,9 et A = 1,1 sont des valeurs limites de ces deux coefficients, on a alors

$$V_M = 0,20 \frac{\varphi_1}{c \rho \theta^c_{ef}}$$

Le tableau I donne les performances que l'on peut espérer obtenir de l'électro-érosion pour quelques métaux.

TABLEAU I

Anode	C cal/gr/degré	ρ gr/cm3	θ^c_{ef} degré	θ^c_{ef} cal/cm3	V_M cm3/KWH	P kg/KWH	η KWH/kg	vitesse en cm3/mn pour une puissance de 1 KW
Cu pur	0,1032	8,89	1523	1400	123	1,1	0,91	2,05
Zn	0,1015	7,16	670	487	352	2,52	0,40	5,87
Pb	0,0332	11,34	497	187	920	10,42	0,096	15,30
Al	0,2435	2,70	1015	667	258	0,697	1,43	4,30
Mg	0,2823	1,70	906	435	394	0,670	1,50	6,55
Ni	0,1285	8,60	2025	2240	77	0,662	1,51	1,28
Fe	0,163	7,85	1850	2370	72,5	0,570	1,71	1,20
Fe+0,08% C	0,178	7,84	1843	2570	67	0,525	1,91	1,12
Fe+0,23% C	0,177	7,83	1827	2525	68	0,527	1,90	1,13
Fe+0,41% C	0,150	7,80	1813	2180	81	0,632	1,58	1,35
Fe+0,80% C	0,152	7,76	1775	2090	82,5	0,642	1,56	1,38
Fe+1,22% C	0,153	7,75	1733	2050	84	0,652	1,54	1,40

A l'heure actuelle les meilleures machines à usiner par électro-érosion ont des rendements de 12 à 15 KWH par kg pour de l'acier à 1% de carbone au lieu de 1,55. Mais il ne faut pas oublier qu'il y a seulement trois ou quatre ans ces rendements étaient de l'ordre de 50 à 60 KWH/kg. Si l'on ne tient compte que de l'énergie réellement disponible entre les électrodes, on peut considérer que

le rendement réel des machines actuelles est en fait de 6 à 7 KWH/kg, car plus de la moitié de l'énergie absorbée au réseau est dissipée dans le générateur.

On arrivera à se rapprocher des valeurs données au tableau I en éliminant la plus grosse partie des pertes dans le générateur et en choisissant de façon convenable la forme et la durée de la décharge, le diélectrique, la cathode et la distance entre les électrodes pour se rapprocher de K = 0,90 ; A = 1,1 et $a = \frac{2\ a_M}{3}$.

RUGOSITE DES PIECES USINEES PAR ELECTRO-EROSION.

La rugosité des pièces usinées par électro-érosion est directement fonction de la profondeur p du cratère élémentaire d'érosion. Or pour $V = V_M$, $p = \frac{1,7\sqrt{\pi k\ t_1}}{3}$.

Si l'on désire une vitesse d'érosion égale à V cm3 par seconde, il suffit de disposer d'une puissance $P_1 = \frac{27 c \rho\ \theta^c ef\ V}{AK\ 1,7\ \pi}$. La rugosité dépendra uniquement de la façon dont va être appliquée cette énergie, notamment de la fréquence fr de répétition des décharges. $fr\ \frac{1}{t\ charge}$. $P_1 = fr\ \frac{1}{2}\ C\ U^2$.

t charge est le temps mis par le condensateur C pour se charger, comme t charge $\gg t_1$, on a bien $fr \simeq \frac{1}{t\ charge}$, mais t charge = δc ou δ est une constante(qui tient compte des autres caractéristiques électriques du circuit de charge), donc

$$P_1 = \frac{U^2}{2\ \delta}$$

La puissance disponible entre les électrodes est indépendante de la valeur de la capacité de décharge, mais t_1 est proportionnel à $\sqrt{C}$. Donc plus C sera petit, plus t_1 et p seront petits . Plus la capacité sera faible, plus la rugosité de la pièce usinée sera faible pour une même vitesse d'érosion, sous réserve que l'on ait bien $a = \frac{2\ a_M}{3}$ et R étincelle = $2\sqrt{\frac{L}{C}}$. On a intérêt à usiner à des fréquences élevées, et donc à disposer de générateurs suscep-

tibles de fournir ces fréquences élevées. Les seules choses qui puissent nous limiter dans ce domaine sont le temps de desionisation du diélectrique et le fait que chaque décharge doit avoir une énergie nettement supérieure à l'énergie absorbée par la formation du canal de décharge.

USURE DE L'ELECTRODE-OUTIL (CATHODE)

Un inconvénient majeur de l'électro-érosion est l'usure de la cathode au cours de l'usinage. Cette usure nuit fortement à la précision des pièces obtenues et oblige à remplacer en cours d'usinage les cathodes-outils déformées.

Elle dépend de l'énergie c qui atteint la cathode pendant la décharge. Nous avons vu que cette énergie est fonction de t_1 et de d, distance entre les électrodes. On ne peut, sous peine de diminuer fortement le rendement, empêcher totalement qu'une partie de la décharge ne vienne au contact de la cathode (par exemple en diminuant fortement la valeur de t_1 ou en augmentant d).

On pourrait cependant, du moins théoriquement, éliminer totalement cette usure de la manière suivante. Supposons que l'on veuille usiner un métal dont les caractéristiques sont les suivantes λa, C a, ρa, $\theta^c ef\ a$.

Nous choisissons pour cathode un métal ayant pour caractéristique λc, C c, ρc, et $\theta^c ef\ c$. Si l'on suppose que le diamètre du canal de la décharge au voisinage de la cathode est égal ou plus petit que le diamètre du canal de la décharge au voisinage de l'anode et si nous avons $\frac{2\ aN}{3} > a_{Mc}$, donc $\frac{4}{9} S_{Ma} > S_{Mc}$ ou

ou $$\frac{4}{9} \frac{\sqrt{\pi\ ka}\ \rho a}{\lambda a\ \theta^c ef\ a} > \frac{\sqrt{\pi\ kc}\ \rho c}{\lambda c\ \theta^c ef}$$

ou $$\frac{\lambda c\ Cc\ \rho c\ \theta^c ef\ c}{\lambda a\ Ca\ \rho a\ \theta^c ef\ a} > \frac{5\ \rho c^2}{\rho^2 a} \qquad (I)$$

qui peut s'écrire plus simplement (II) $\frac{\lambda c \ Cc \rho c \ \theta^{c}ef\ c}{\lambda a \ Ca \rho a \ \theta^{c}ef\ a} > 5$, si l'on remarque qu'en général $\rho c < \rho a$, on aura alors S cathode $>$ S_M cathodique et la cathode ne sera pas usinée lorsque la vitesse d'érosion sur l'anode sera maximum, c'est-à-dire lorsque nous aurons $a_a = \frac{2\ a_{Ma}}{3}$. On pourra ainsi usiner du plomb avec une cathode en fer sans avoir pratiquement d'usure puisque dans ce cas le premier nombre de l'inégalité II est égal à 55.

Si la condition $a_a = \frac{2\ a_{Ma}}{3}$ n'est pas remplie, l'inégalité II devient

$$\frac{\lambda c \ Cc \rho c \ \theta^{c}ef\ c}{\lambda a \ Ca \rho a \ \theta^{c}ef\ a} > \left(\frac{a_{Ma}}{a_a}\right)^4 = \frac{1}{\bar{a}_a{}^4} \qquad (III)$$

Les inégalités ci-dessus ne donnent que la condition d'usure nulle et en aucune façon ne peuvent servir pour une classification des diverses cathodes au point de vue de leur usure. dans l'usinage d'une anode donnée.

Dans ce domaine d'ailleurs il n'est pas possible de fixer des critères absolus. Néanmoins, la remarque suivante pourra nous guider dans le choix d'une cathode :

Plus le métal cathodique aura un volume V_M usinable par une énergie ρ, $V_M = 0{,}20 \frac{}{\theta^{c}ef}$ petit, c'est-à-dire plus $c\rho\ \theta^{c}ef$ du métal sera élevé, plus l'usure relative donnée par cette cathode aura tendance à être faible. Par exemple une cathode en Tungstène devra donner des usures relatives plus faibles qu'une cathode en fer, qui elle-même donnera une usure plus faible qu'une cathode en Zn, etc.

Ceci ne constitue toutefois pas un critère absolu pour les raisons suivantes :

a) <u>Chevauchement des courbes v = f(a)</u>

Pour certains métaux les courbes v = f(a) se coupent. Par exemple Mg et Zn (fig. F I). Soit a_1 le diamètre du cratère correspondant à leur intersection.

Si, pour l'usinage considéré, $a_{cathodique} < a_1$, l'usure relative donnée par Mg sera plus forte que l'usure donnée par Zn. Si $a_{cathodique} = a_1$, les deux cathodes Mg et Zn donneront une même usure, et enfin si $a_{cathodique} > a_1$ l'usure donnée par la cathode Mg sera plus faible que l'usure donnée par la cathode Zn et cela bien que V_M soit plus fort pour Mg que pour Zn.

b) Variation de a en fonction de la nature de la cathode.

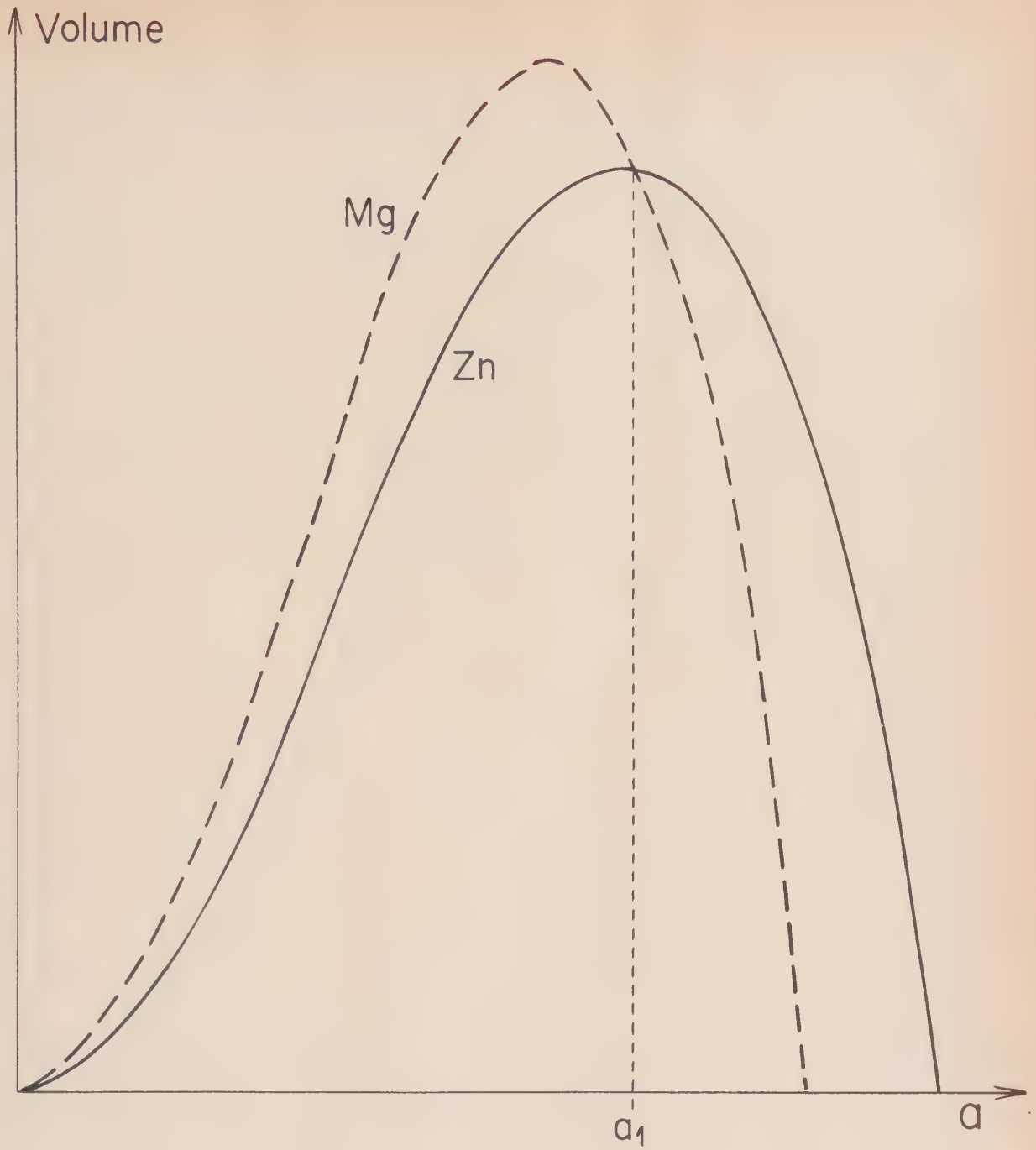
Nous avons vu précédemment (pages 42 et suivantes) que la nature de la cathode a une action sur le diamètre du canal de la décharge. Prenons par exemple deux métaux Ni et Fe dont les courbes $v = f(a)$ ne se coupent pas (Graphique F II). Si nous supposons que a_{Fe} et a_{Ni} soient égaux, une cathode en Ni donnerait toujours une usure relative plus importante qu'une cathode en Fe. V_M de Ni $>$ V_M de Fe. Mais en général (voir pages 42 et suivantes), Fe élargit plus le canal de la décharge que Ni, c'est-à-dire que, sur F II, a_{Fe} sera à droite de a_{Ni}. Si a_{Ni} et a_{Fe} se situent à gauche de a_1, $a_{Ni} < a_{Fe} < a_1$, on peut très bien avoir usure de cathode Fe $>$ usure de cathode Ni, d'autant plus que Ni et Fe vont aussi donner des vitesses d'érosion différentes sur une même anode.

On voit donc que le problème de l'usure est assez complexe et qu'il est impossible de dire a priori quelle cathode donnera l'usure la plus faible pour une anode donnée.

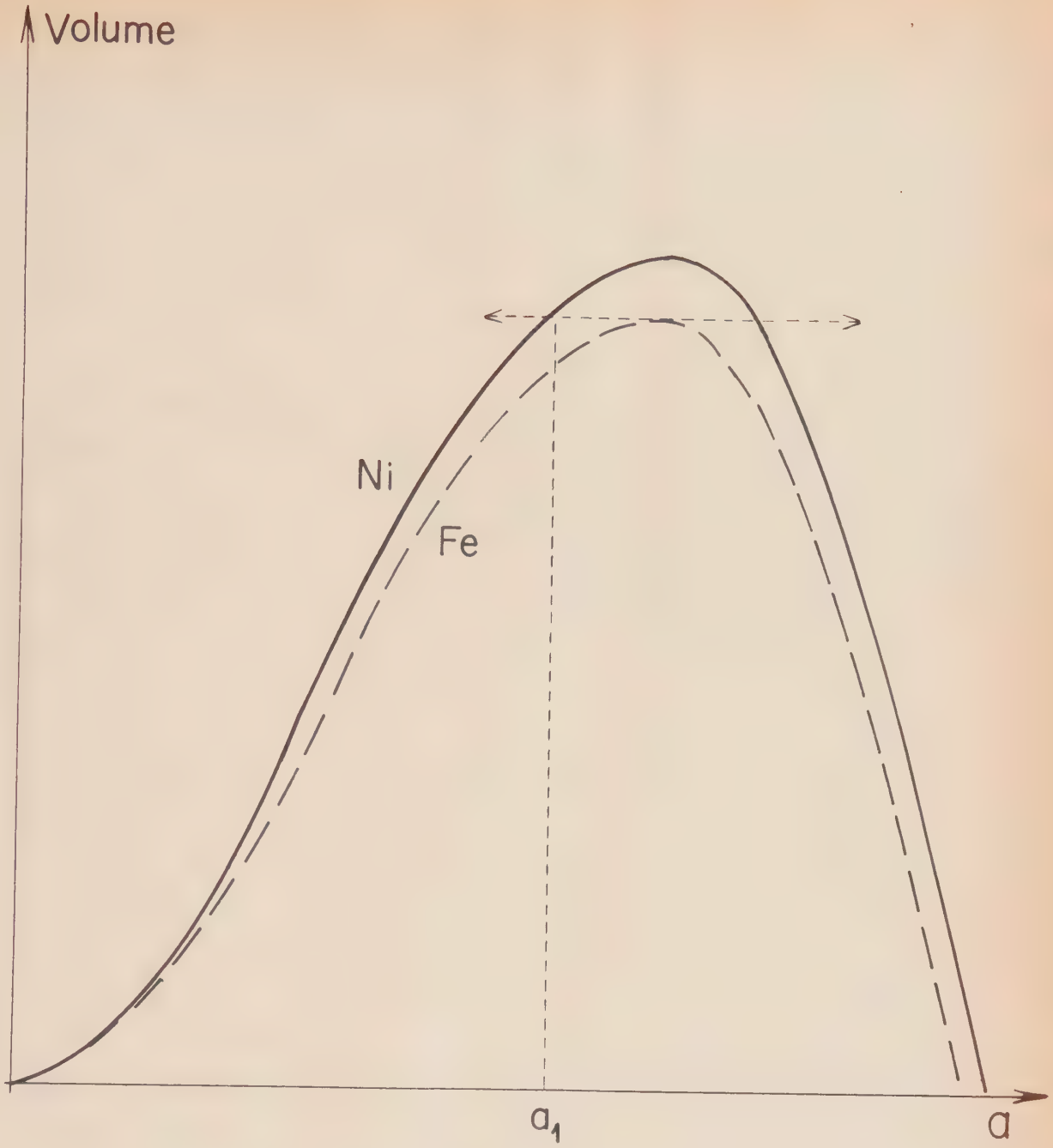
CONCLUSION :

Comme c'est le cas pour toutes les techniques, l'application de l'électro-érosion à l'usinage des métaux implique un choix entre les différents paramètres de façon à obtenir un compromis acceptable en fonction des résultats auxquels on aspire.

Si par exemple on est surtout intéressé par la vitesse d'érosion, on devra choisir, pour une machine donnée, un diélectrique



Gr. FI __ V=f(a) pour le zinc et le magnésium



Gr. F II — V=f(a) pour le fer et le nickel

et une cathode tels que l'usinage se situe, pour un a voisin de celui correspondant au sommet de la courbe $v = f(a)$. Mais la cathode qui donnera cette vitesse maximum n'est pas, en général, œlle pour laquelle l'usure relative de la cathode est la plus faible. D'autre part, plus la vitesse est élevée, plus la rugosité des surfaces obtenues est grande. La rapidité de l'usinage se fera donc en partie au dépend de sa pression.

L'utilisation de l'électro-érosion devra tenir compte de bien d'autres considérations matérielles. Nous avons vu plus haut, par exemple, qu'une cathode en tungstène donne des usures très faibles (du fait de la valeur élevée de son produit $C\rho\,\theta^{c}ef$) dans l'usinage de la plupart des autres métaux, mais outre son prix de revient relativement élevé, une telle cathode serait difficile à modeler ..... autrement que par électro-érosion.

C H A P I T R E VI

PHENOMENES ANNEXES

USURE DE LA CATHODE - ARRONDISSEMENT DES ANGLES EN USINAGE.

Figure I

On remarque en électro-érosion que l'électrod pénétrante, en général la cathode, ne s'use pas de façon régulière. Les angles vifs ont tendance à s'arrondir. ALBINSKI[43] donne le schéma de l'usure progressive d'une cathode cylindrique en fonction de la durée de l'usinage, et donc de la pénétration dans l'anode (figure I). On tente généralement d'expliquer ce phénomène par le pouvoir des pointes. En effet, aux angles les champs électriques étant plus intenses, les étincelles commenceront d'abord à usiner les pointes. En fait, cette explication n'est pas entièrement satisfaisante et l'on peut expliquer plus simplement l'arrondissement progressif de l'électrode par des considérations purement géométriques liées au fait que l'électro-érosion suppose une distance constante d entre les deux électrodes au cours de l'usinage.

Nous allons d'abord supposer que nous utilisons une cathode dont l'usure est nulle et nous étudierons ce qui se passe si nous usinons à deux régimes différents caractérisés par une distance différente d entre les électrodes. Nous aurons en tout

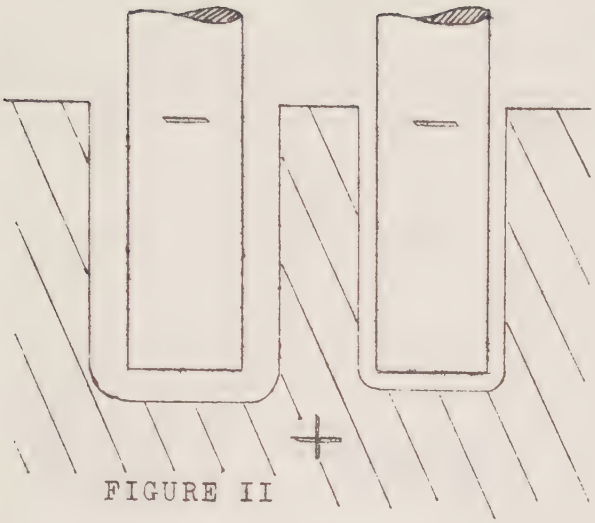


FIGURE II

point une distance d entre les deux électrodes. La figure II montre que cela va engendrer sur l'anode un arrondi en regard de l'angle de la cathode. Cet arrondi a un rayon de courbure égal à d. L'arrondi de l'empreinte anodique est directement fonction de la distance entre les électrodes.

Si nous supposons maintenant que la cathode s'use au cours de l'usinage, le problème sera plus complexe. Soit d la distance entre deux électrodes. Prenons une électrode dont l'usure relative est égale à 1, c'est-à-dire que les volumes de métal arrachés à chaque électrode par les étincelles sont égaux. Regardons ce qui se passe si l'on perce un trou de 1 cm de profondeur dans l'anode. Au milieu la cathode et l'anode vont s'user de 1 cm (figure III). Les volumes hachurés \\\ sont bien égaux. Mais les bords de la cathode vont avoir à usiner non seulement la partie de l'anode située immédiatement au-dessous, mais aussi la partie sur le côté jusqu'à une distance d? Les volumes hachurés /// doivent être égaux et de plus courbure de l'anode en un point = courbure du point de la cathode le plus rapproché (c'est-à-dire situé à une distance d) + d. Les centres de courbure de l'anode et de la cathode sont donc confondus. C'est une règle générale.

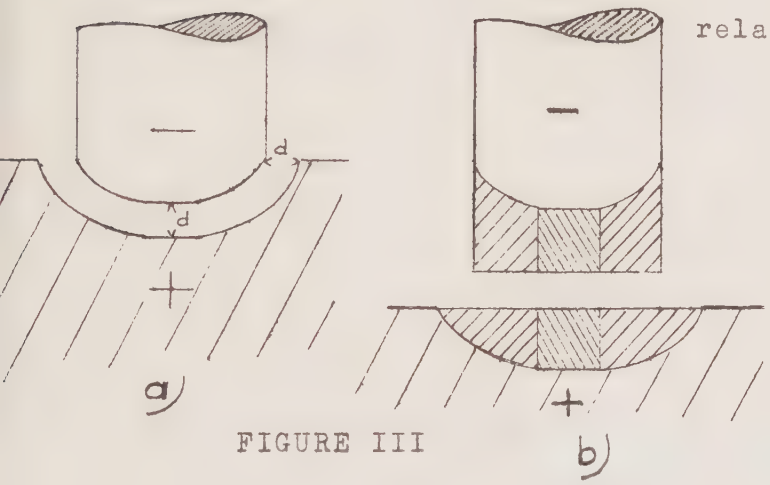


FIGURE III

De plus si d varie, la courbure de la cathode va varier.

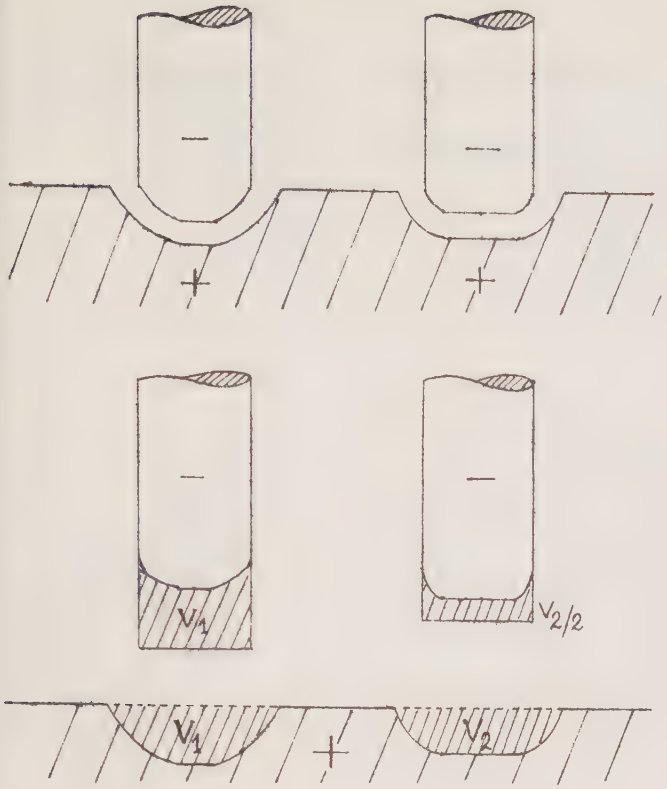


FIGURE IV

Plus d sera grand, plus la cathode sera déformée.

Cherchons maintenant ce qui se passe pour deux cathodes dont l'usure est différente. 1 et 1/2 par exemple (figure IV). La cathode dont l'usure est la plus faible sera moins déformée. De même si l'on poursuit l'usinage, la déformation de l'électrode s'accentuera. L'arrondissement des angles de la cathode, et donc de l'anode, dépendent donc de l'usure relative de la cathode de la distance d entre les électrodes et de la durée de l'usinage.

Nous allons maintenant étudier le cas des électrodes ayant des angles φ situ dans un plan horizontal et non plus vertical comme précédemment. Nous distinguerons deux cas suivant que φ est saillant ou rentrant.

A.-) <u>CATHODE A ANGLE SAILLANT</u> (<u>figure V</u>)

α) <u>usure nulle</u>, <u>d variable</u>, <u>φvariable</u> :

On a un arrondi sur l'anode. Son rayon de courbure est égal à d mais indépendant de φ.

β) <u>usure variable</u>, <u>d constart</u>, <u>φ variable</u> :

Soit d_1 la profondeur de l'érosion sur l'anode et d_2 sur la cathode. $d_1 + d_2 = d$. $\frac{d_2}{d_1} = \frac{V \text{ cathode}}{V \text{ anode}}$ = usure. Si $\frac{d_1}{\text{Sin}\frac{\varphi}{2}} > d$, l'angle de la cathode reste vif et l'anode a un arrondi dont le rayon de courbure est constant et égal à d. Si $\frac{d_1}{\text{Sin}\frac{\varphi}{2}} < d$, l'angle de la cathode est déformé et cela d'autant plus que l'usure sera forte.

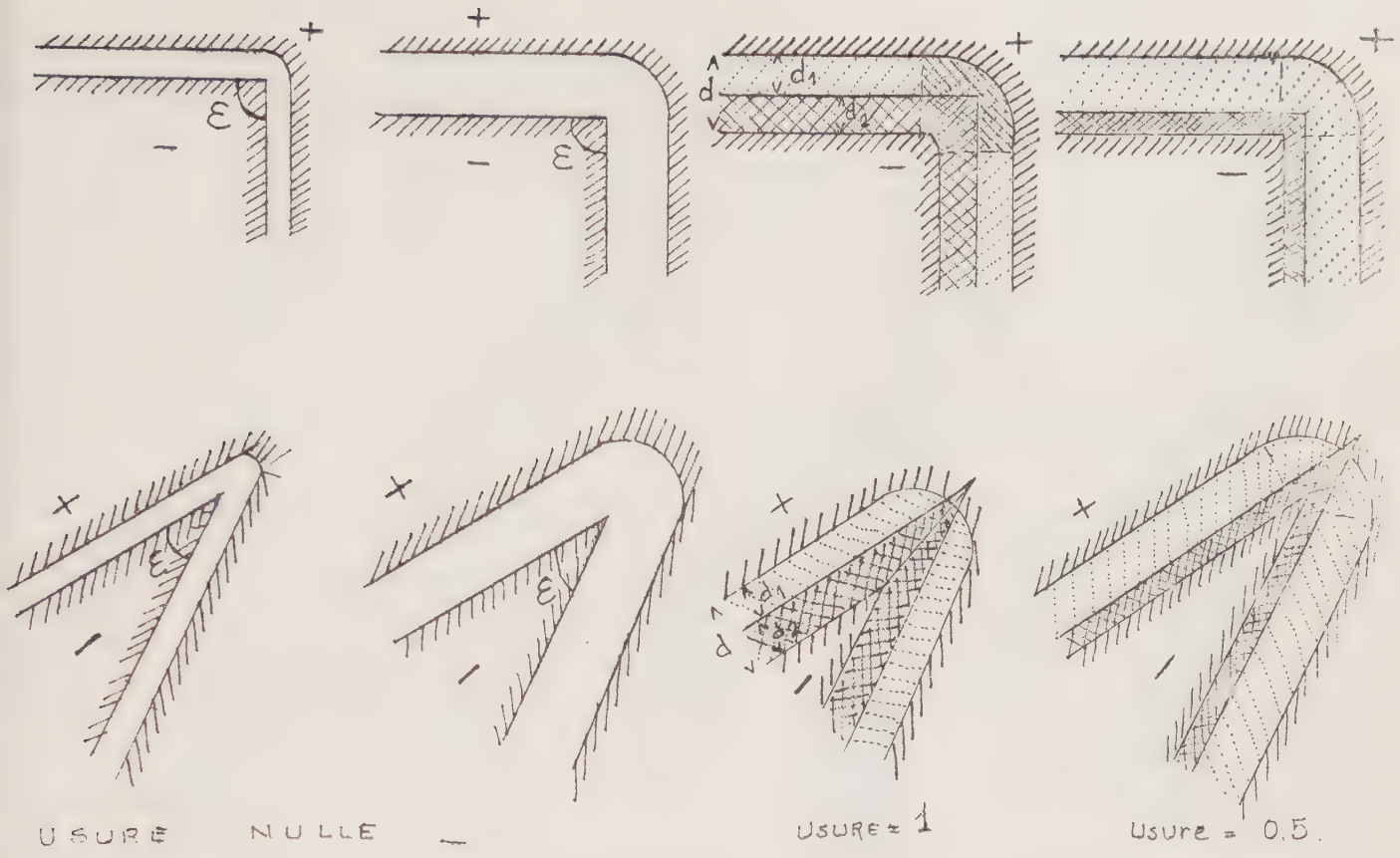


FIGURE V

métal · usure de l'anode · usure de la cathode.

B.-)CATHODE A ANGLE φ RENTRANT (figure VI)

α) Usure nulle, distance entre les électrodes variable, variable.
C'est le seul cas pour lequel on a obtenu un angle φ sur l'anode et ceci quel que soit d.

β) Usure variable, d constant, φ variable :
Ici aussi on prend $\frac{d2}{d1}$ = usure et $d_2 + d_1 = d$. Si $\frac{d1}{\text{Sin } \varphi/2} > d$, l'anode aura un angle égal à φ, si $\frac{d1}{\text{Sin}\varphi/2} < d$, on aura un arrondi qui sera d'autant plus marqué que l'usure sera plus forte et que φ sera grand.
$\frac{d1}{\text{Sin } \varphi/2}$ dépend de l'usure par l'intermédiaire de d_1 et de par Sin
Pour chaque valeur de l'usure on peut définir un angle φ en-dessous duquel l'anode présentera un angle vif= φ. Par exemple pour

U = 1 $\varphi < 60º$
U = 1/2 $\varphi < 83º$
U = 0,40 $\varphi < 90º$

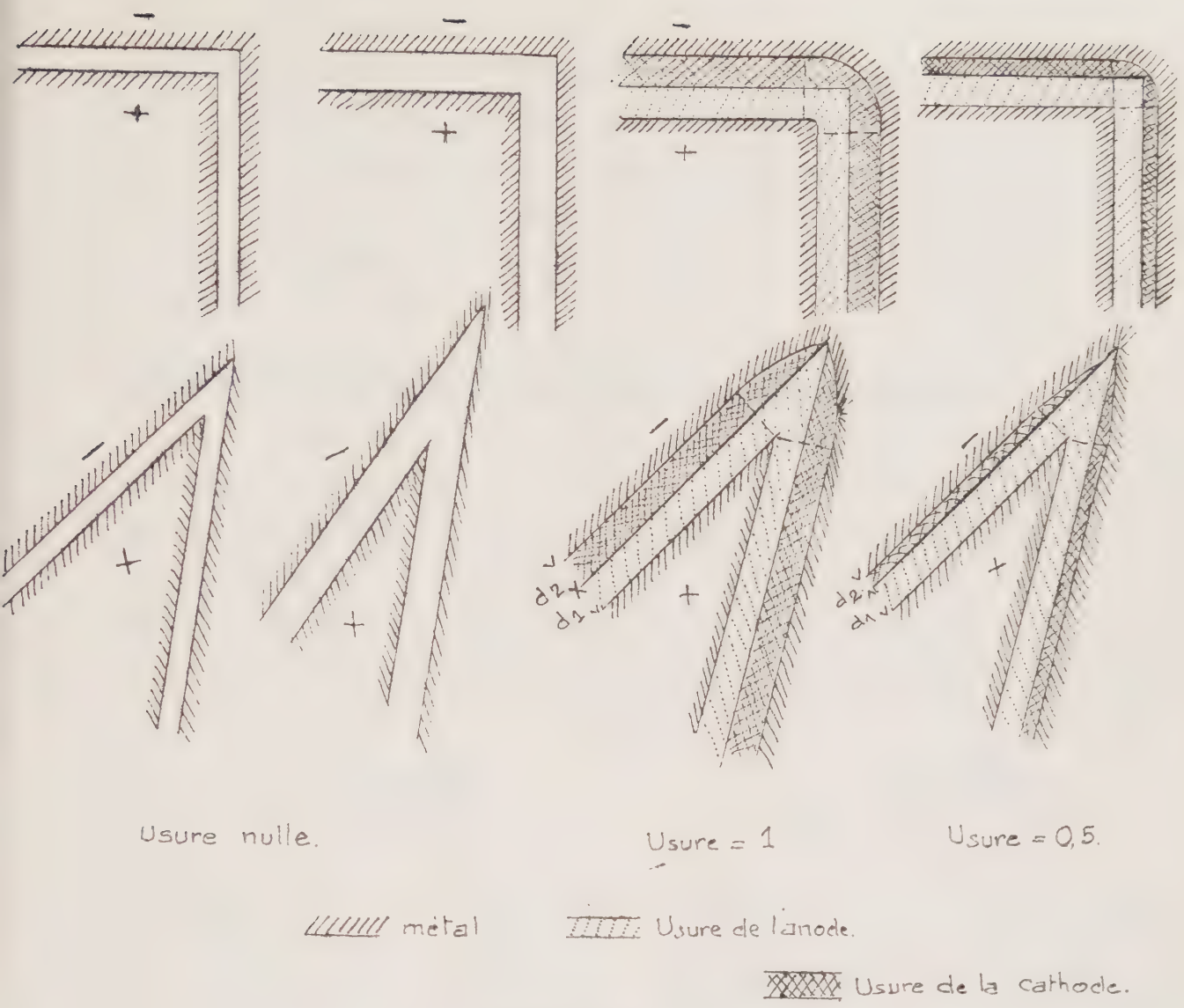


FIGURE VI

Dans la réalité le fait que le diélectrique a tendance à s'encrasser, à se polluer de débris d'érosion dans les angles, et le pouvoir des pointes nous empêcheront d'obtenir des angles vifs si la relation $\frac{d1}{\sin \varphi/2} < d$ est respectée. Au-delà de cette limite, plus φ sera grand et plus le rayon de courbure de l'anode sera grand. On aura donc dans ce cas une influence marquée de φ.

En résumé, on peut dire que lorsque la cathode présentera des angles, on ne pourra les reproduire sur l'anode que sous la forme d'un arrondi dont le rayon de courbure dépendra de la distanc

entre les électrodes (c'est-à-dire du régime d'usinage et du diélectrique) et de l'usure relative de la cathode (c'est-à-dire du régime d'usinage et du diélectrique mais aussi de la composition de l'anode et de la cathode). Dans le cas d'angles rentrants, cet arrondi dépendra plus fortement de l'angle φ que dans le cas d'angles saillants.

CONICITE DES EMPREINTES OBTENUES PAR ELECTRO-EROSION

L'usure de la cathode en usinage rend impossible l'obtention de trous borgnes n'ayant pas une certaine conicité (à moins d'employer plusieurs électrodes successives). Mais même dans le cas de trous débouchants, où l'on peut continuer le perçage avec la partie de l'électrode qui n'a pas été détériorée en usinage, on obtient des empreintes présentant une certaine conicité. (Figure VII).

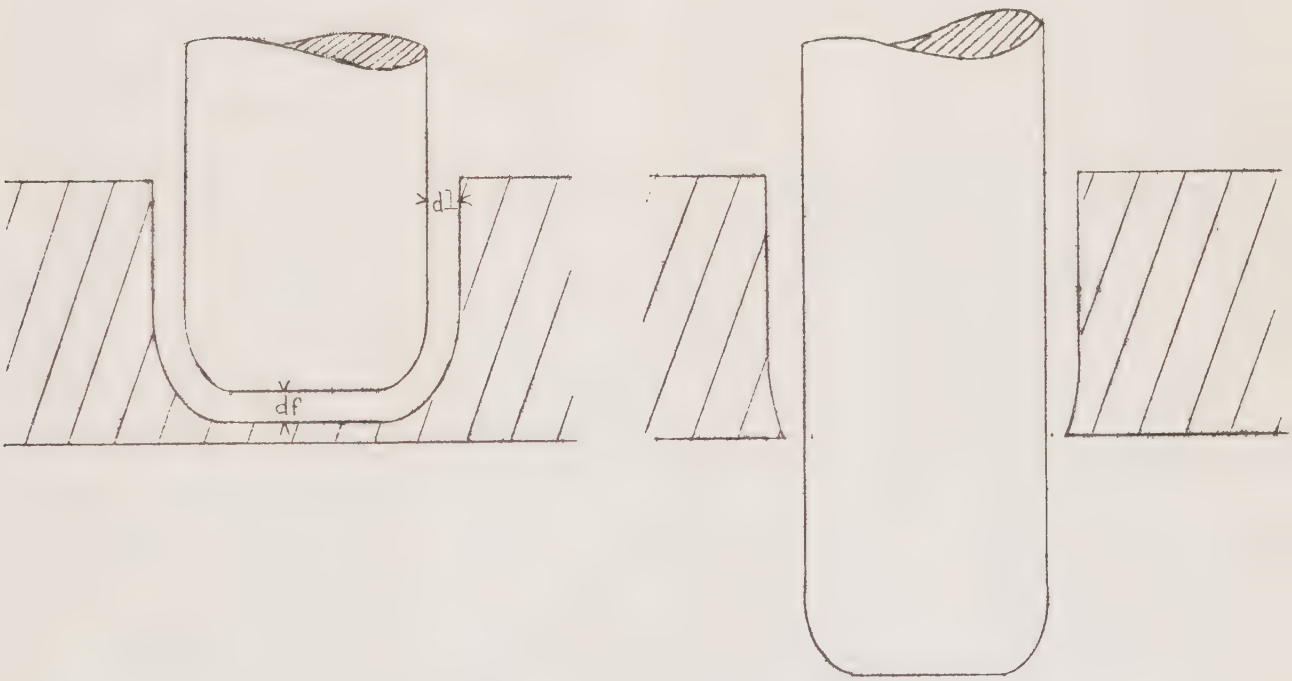


FIGURE VII

Ce phénomène provient d'un mauvais renouvellement du diélectrique entre les électrodes. En effet, même dans le cas d'une circulation de diélectrique à travers la cathode, celui-ci va se détériorer et se polluer en passant dans la zone d'usinage, ses caractéristiques vont être modifiées et sa force de claquage diminuée, en passant entre les électrodes il va entretenir un usinage entre les électrodes jusqu'à ce que la distance entre celles-ci corresponde à sa nouvelle rigidité diélectrique. Lorsque l'électrode débouche, le diélectrique présent entre les électrodes sera propre et sa rigidité diélectrique sera telle qu'aucune étincelle ne pourra plus éclater entre les deux électrodes, ce qui explique que la cathode ne pourra pas ramener le diamètre de l'orifice inférieur à la valeur du diamètre de l'orifice supérieur. On remédie généralement à cet inconvénient en recommençant l'usinage avec une cathode ayant un diamètre légèrement supérieur à celui de la cathode initiale.

JEU OUTIL-PIECE

On appelle jeu outil-pièce la distance entre la cathode et l'anode. On observe que ce jeu n'est pas constant ainsi qu'on pourrait le supposer. En effet le jeu frontal df est toujours plus faible que le jeu latéral dl. La zone où le diélectrique est le plus pollué est la zone d'usinage, ou zone frontale, sa rigidité diélectrique y est donc plus faible; mais, comme dès que le jeu frontal devient supérieur à df le servo-mécanisme de la machine va rapprocher les électrodes pour entretenir l'usinage, tandis que dl sera toujours égal à la valeur maximum qu'aura prise ce jeu au cours du temps. Si des particules métalliques en suspension dans le diélectrique ou des irrégularités d'usinage (réponse trop lente du servo-mécanisme d'avance de l'électrode par exemple) provoquent un usinage entre les parois latérales, dl va croître et ne sera jamais rattrapé.

Le jeu dépend d'abord du diélectrique par l'intermédiaire de sa rigidité diélectrique, mais il dépend aussi du régime utilisé (Tension moyenne entre les électrodes, tension crête entre les électrodes, etc) et de la composition des électrodes, non pas que celles-ci aient une action sur le claquage du diélectrique par leur pouvoir émissif (Voir chapitre IV, page 62), mais les déchets provenant des électrodes modifient les caractéristiques de l'usinage.

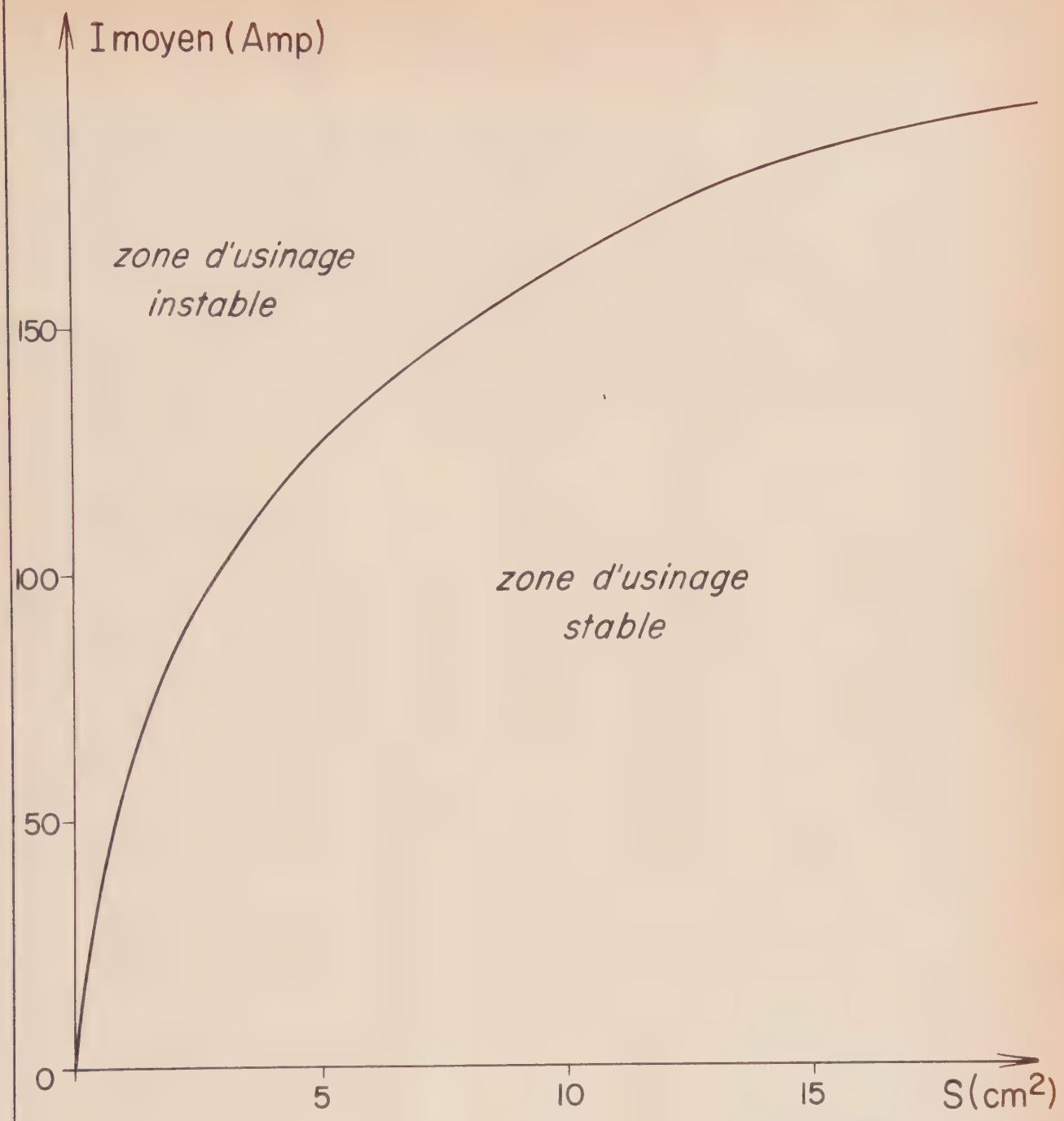
STABILITE DE L'USINAGE.

On appelle stabilité de l'usinage la possibilité de produire des séquences très longues d'étincelles identiques, sans court-circuit ni arc détériorant la pièce usinée. C'est la première qualité que l'on puisse demander à une machine, elle dépendra évidemment du servo-mécanisme chargé de maintenir à une valeur fixe la distance d entre les électrodes. Suivant les cas on assure la constance de d en maintenant fixe la tension moyenne ou le courant moyen entre les électrodes. Mais ce n'est pas le problème qui nous intéresse ici.

Mais on va voir que cette stabilité dépend aussi d'un certain nombre d'autres facteurs dont on peut constater l'influence, mais dont on ne s'explique pas encore très bien l'action.

DENSITE DE COURANT DANS LES ELECTRODES.

Pour un régime de courant moyen donné on a toujours une surface limite S_M au-dessous de laquelle l'usinage sera instable. Si la surface usinante de l'électrode est plus grande que S_M, l'usinage est stable et la pièce a un aspect régulier. Si la surface usinante est plus petite que S_M, l'usinage est instable, la vitesse d'érosion est plus faible et la pièce présente de nombreuses traces de brûlures. Le graphique No G I donne un exemple de $S_M = f(I_{moyen})$.



Gr. GI — $S_M = f$ (Imoyen)
cathode Cu
anode Acier, 1% de carbone
dielectrique UE 27

On peut penser que ce phénomène est au moins en partie lié au renouvellement du diélectrique entre les électrodes. En effet, plus les surfaces en regard sont grandes, plus l'étincelle a de chances d'éclater dans une zone qui n'a pas été trop polluée par les décharges précédentes. Cette hypothèse semble corroborée par le fait que si l'on assure une circulation du diélectrique, la surface S_M va diminuer. Mais d'autre part plus les électrodes en regard sont grandes, plus le chemin qu'ont à parcourir les particules érodées sera grand et plus seront nombreuses les possibilités qu'auront ces particules de créer des irrégularités d'usinage.

DIELECTRIQUES.

Usinage toujours plus stable avec UE_{27} qu'avec N_{100} par exemple. Le diélectrique intervenant dans l'élimination des déchets d'érosion, il est possible que l'action du diélectrique soit liée à sa plus ou moins grande faculté de nettoyage de l'espace entre les électrodes. Il est bien évident en effet que si l'usinage dans l'air (même avec un mauvais rendement) est théoriquement possible, le fait que l'air entraîne mal les particules érodées diminue considérablement les possibilités pratiques de son emploi.

COMPOSITION DES ELECTRODES.

A ce point de vue, certaines électrodes semblent privilégiées et assurent, quelle que soit leur position (cathode ou anode) une meilleure stabilité de l'usinage que d'autres. (c'est le cas surtout pour le zinc, le laiton et, à un degré moindre, pour le cuivre). De même les électrodes frittées en cuivre assurent une meilleure stabilité que le cuivre lui-même.

Un exemple typique de l'influence de l'électrode sur la stabilité d'usinage nous a été donné par les essais suivants :

pour un régime et une surface d'électrode donnés, mais se situant aux environs des limites de stabilité, nous avons eu avec une cathode en cuivre :

Usinage d'acier à 1% de carbone trempé : très stable

Usinage d'acier à 1% de carbone non trempé : très stable

Usinage d'acier à 0,45% de carbone trempé : stable (quelques irrégularités mais très espacées)

Usinage d'acier à 0,45% de carbone non trempé : irrégularités d'usinage plus fréquentes

Usinage de Fer Armco sans carbone : très instable

Il est donc indéniable que la composition et la structure des électrodes jouent un rôle dans la stabilité de l'usinage.

Il est évident que dans cette étude de la stabilité nous laissons entre chaque étincelle un temps suffisant pour que le diélectrique soit complètement desionisé, s'il n'en était pas ainsi nous aurions formation d'un arc et l'usinage serait impossible.

On a constaté que ce problème de la stabilité de l'usinage, qui est pourtant primordial, est loin d'être compris à l'heure actuelle.

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

S Y M B O L E S U T I L I S E S

a : diamètre du cratère d'érosion= diamètre du canal de la décharge

C : capacité électrique

c : capacité thermique

d : distance entre les électrodes

E : champ électrique

fr : fréquence

H : chaleur latente de fusion

I : intensité

K : facteur d'efficacité d'une décharge

$k = \frac{\quad}{\quad}$ = diffusivité thermique

L : coefficient de self-induction

P : puissance thermique

p : profondeur du cratère d'érosion

Q : énergie thermique

R : résistance électrique

Rc : résistance critique d'un circuit oscillant

r(t) : rayon du cratère d'érosion

S : surface

T : température en º K

T^c : température en º C

Tf : température de fusion

t : temps

V : volume

v : volume du cratère d'érosion

ϑ ef : température équivalente de fusion en ºK

ϑ^c ef : " " " en ºC

α : angle de déphasage courant-tension

V_1 : Vitesse

W : Energie

$\xi\ \eta$: rendements

μ : 10^{-6}

μF : 10^{-6} Farad

μS : 10^{-6} Seconde

ρ : densité

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

B I B L I O G R A P H I E

1.- PRIESTLEY, Phi. Trans. 1768, page 68

2.- PRIESTLEY, l'Histoire de l'Electricité, 2ème Edit., p. 624

3.- GROVE, Phi. Trans. 1852, page 87

4.- RIESS, Abh. Berl. Akad. 1861, page 1

5.- PETERIN, Wien. Ber. 62, 11, 679, 1870

6.- REITLINGER et WACHTER, Ann. d. Physik., 12, 590, 1881

7.- BREDIG, Z. Angew. Chemie, 1898, p. 951

8.- Th. SVEDBERG, Ber. D. Chem. Ges. 38, 3616, 1905 et 39, 705, 1906

9.- BENEDICKS, Ark. f. Math. Astren och Fys. 8, No7, 1912

10.- KUTSCHEROFF, Koll. Z. 11, 165, 1912

11.- KOHLSCHUTTER, Z. Elektroch. 1919

12.- B.R. LAZARENKO et N.I. LAZARENKO, Electro-érosion des métaux, Moscou 1944

13.- B.R. LAZARENKO et N.I. LAZARENKO, Stanki.I.Instrument (URSS) vol. 17, No 12, 1946 p. 8 à 11 et vol. 18 No 2 p. 4 à 8

14.- B.R. LAZARENKO, Bases physiques de l'électro-érosion, Nauka I, Proizvodstvo, pages 49 à 56, 1959

15.- D.W. RUDORFF, Eng. Dig. Vol. 10 No9 Sept. 1949, p. 306-309

16.- S.L. MANDELSHTOM et S.M. RAISKII, Izvestia Akad.Nauk. Moscou Ser. Fiz. Vol. 13 No5, pages 549-565, 1949

17.- E.M. WILLIAMS, Trans. A.I.E.E., vol. 71, 1952, Section 2, page 101

18.- F.L. JONES, Electrode erosion in air, British J. Appl. Phys. vol. 1, mars 1950, pages 60 - 64

19.- NEKRACHEVITCH I.G. et I.A. BAKUTO, 1955, Sborn. Nauch. Trud. 2, Minsk

20.- I.A. BAKUTO, Akad. Nauk.Belo.SSR Fiz.Tech.Inst. Sborn.Nauch. Trud. (1958) 4

21.- A.S. ZINGERMAN, Zhurnal Tech. Fiz., Tome XXV,No 11,(1955)

22.- A.S. ZINGERMAN, Zhurnal Tech. Fiz., tome XXVI, No5,(1956)

23.- B.N. ZOLOTYKH, Schriftenreihe Verlag Technik,Vol.175(1955)

24.- A.S. ZINGERMAN, Zhurnal Tech. Fiz.,Tome XXVI,No9 (1956)

25.- A.S. ZINGERMAN, Fiz.Metal.Metalloved.vol. 5,No1 (1957)

26.- A.S. ZINGERMAN, Fizika TverdogoTela. Vol. 1,No2 (1959)

27.- A.S. ZINGERMAN et D.A. KAPLAN, Zhurnal Tech. Fiz. Vol. 27, No 5 (1957)

28.- A.S. ZINGERMAN et D.A. KAPLAN, Zhurnal Tech. Fiz. Vol. 28, No 2 (1958)

29.- A.S. ZINGERMAN et D.A. KAPLAN, Zhurnal Tech. Fiz. Vol. 29, No 7 (1959)

30.- B.N. ZOLOTYKH, Radiotekhnika I Electronika, Vol. 4,No8 (1959)

31.- Heat conduction. Ingersoll-Zobel-Ingersoll. The University of Wisconsin Press (1954) page 91

32.- Heat conduction. Ingersoll-Zobel-Ingersoll. The University of Wisconsin Press (1954) page 88

33.- M. BRUMA et J. RONCIN, C.R. Acad. des Sciences T 243, pages 249-251 (1956)

34.- M. BRUMA et J. RONCIN, Wear. Vol.I pages 305-316 (1957/58)

35.- E.A. MARTIN, Journal of Applied Physics (1960)Vol.31 No2, P.255

36.- S.J. DRABKINA, Journal de physique expérimentale et théorique URSS, Tome 21-4, pages 473-483 (1951)

37.- J.L. DELCROIX, Introduction à la théorie des gaz ionisés, Dunod (1959) page 43

38.- N.M. GUEGUETCHKORI, Journal de physique expérimentale et théorique URSS, Tome 21-4, page 493 (1951)

39.- I.G. NEKRACHEVITCH et S.P. MITKEVITCH, Zhurnal Techn.Fiz. tome 26 No 1, pages 90-95 (1956)

40.- L.S. PALATNIK, Doklady Akad.Nauk S.S.S.R. (1953) Tome 89 No3 pages 455-458

41.- H. OPITZ, Metal treatment and Drop forging,Vol.27 n°177 (1960)

42.- K. ALBINSKY,L'usinage des métaux par électro-érosion, Dunod, (1960) page 23

43.- K. ALBINSKY,L'usinage des métaux par électro-érosion, Dunod, (1960) page 52

44.- L.S. PALATNIK et A.N. LIULECHEV, Zhurnal Techn.Fiz. Vol. 26 No (1956)

45.- T.J. LEWIS, Proc.Physical Soc. 66, 425 (1953)

46.- P.K. WATSON et J.B. HIGHAM,Proc.I.E.E.,100 Part IIA,168 (1953)

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

S O M M A I R E

		Pages
Introduction		1
CHAPITRE I -	Relation p = F (a) entre la profondeur et le diamètre du cratère d'érosion	
	Echauffement superficiel de l'électrode par l'énergie libérée par la décharge..	10
	Pénétration de l'énergie à l'intérieur de l'électrode	14
	Volume du cratère d'érosion. Rendement théorique	16
CHAPITRE II.-	Appareillage et résultats des essais	
	Dispositif porte électrode. Générateur d'impulsions	19
	Etude de quelques décharges	20
	Résultats des essais	23
	Critique des hypothèses utilisées dans le calcul de p = F (a)	29
	Répartition de l'énergie à l'intérieur du canal de la décharge	31
	Analyse du rôle des divers paramètres dans la formation du cratère d'érosion	32
	Influence du diélectrique et de la nature des électrodes sur le diamètre du canal de la décharge	37
CHAPITRE III.	Usinage par électro-érosion	
	Effet cumulatif d'un grand nombre de décharges	46
	Influence du diélectrique sur la vitesse d'érosion de trois métaux	48
	Influence du pourcentage de carbone d'un acier sur sa vitesse d'érosion	50
	Influence de la nature da la cathode sur la vitesse d'érosion de l'anode ..	52
	Influence de la texture de la cathode sur la vitesse d'érosion de l'anode ..	57
CHAPITRE IV.-	Bref schéma d'ensemble de l'électro-érosion	62

Pages

CHAPITRE V - Quelques remarques au sujet de l'utilisation de l'électro-érosion pour l'usinage des électro-conducteurs

Rendement optimum théorique de l'électro-érosion 68

Rugosité des pièces usinées par électro-érosion 72

Usure de l'électro-outil 73

CHAPITRE VI - Phénomènes annexes

Arrondissement des angles en usinage 77

Conicité des empreintes obtenues par électro-érosion 82

Jeu outil-pièce 83

Stabilité de l'usinage 84

Liste des symboles utilisés

Bibliographie

DEUXIEME THESE

—o—

Propositions donnees par la Faculte

- ETUDES EN RESONNANCE PARAMAGNETIQUE ELECTRONIQUE DES RADICAUX LIBRES PIEGES A BASSE TEMPERATURE -

Vu et approuvé :

Paris, le 20 décembre *19* 61

Le Doyen de la Faculte des Sciences,

M. ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE